

**HALBEMPIRISCHE BESTIMMUNG DES MAGNETISCHEN
BAHNMOMENTES DES PROTONS AUS DEN g-FAKTOREN
ZWEIER HOCHSPINISOMERE IM KERN ^{211}At**

von
Hartwig Ingwersen
aus
Niebüll

1974
—

**HALBEMPIRISCHE BESTIMMUNG DES MAGNETISCHEN
BAHNMOMENTES DES PROTONS AUS DEN g -FAKTOREN
ZWEIER HOCHSPINISOMERE IM KERN ^{211}At**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Hartwig Ingwersen
aus
Niebuß

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg.



Tag der mündlichen Prüfung: 13. 11. 1974

Dekan:	Prof. Dr. J. Christiansen
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. J. Christiansen
Zweitberichterstatter:	Doz. Dr. W. Kreische

Zusammenfassung

Mit Hilfe der zeitlich differentiellen Beobachtung der Kernlarmorpräzession im äußeren Magnetfeld wurden die g-Faktoren zweier Hochspinisomere ($E_x = 1416.3 \text{ keV}$, $I^\pi = 21/2^-$, $T_{1/2} = 50 \text{ ns}$; $E_x = 2641.2 \text{ keV}$, $I^\pi = 29/2^+$, $T_{1/2} = 70 \text{ ns}$) im Kern ^{211}At gemessen. Die auf Knight-shift und diamagnetische Abschirmung korrigierten Werte sind

$$g(21/2^-) = +0.917 \pm 0.016$$

$$g(29/2^+) = +1.073 \pm 0.031$$

Auf Grund der Additivität der magnetischen Momente lassen sich aus den experimentellen g-Faktoren des $21/2^-$ und des $29/2^+$ Niveaus die Einteilcheng-Faktoren des $h_{9/2}$ und des $i_{13/2}$ Zustandes gewinnen. Aus den g-Faktoren des $h_{9/2}$ und des $i_{13/2}$ Protons kann dann auf halbempirische Weise das magnetische Bahnmoment des Protons berechnet werden. Das Ergebnis $g_1^\pi = 1.11(3)$ zeigt in Übereinstimmung mit ähnlichen halbempirischen Analysen im gesamten Massenzahlbereich, daß der Bahn-g-Faktor des Protons um etwa $\delta g_1^\pi \approx +0.1$ vom aus der Atomphysik übernommenen Wert $g_1^\pi = 1$ abweicht. Diese Tatsache steht im Einklang mit mesonentheoretischen Vorhersagen.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	2
2. Meßmethode	4
3. Experiment	7
4. Meßergebnisse	8
4.1 $29/2^+$ Niveau	11
4.2 $21/2^-$ Niveau	15
5. Lokales Magnetfeld am Kernort	19
5.1 Knight-shift	19
(i) Knight-shift in reinen Metallen	20
(ii) Knight-shift in Legierungen	21
5.2 Diamagnetische Abschirmung	24
6. Diskussion	26
6.1 Magnetische Einteilchenmomente	29
(i) $h_{9/2}$ Proton	29
(ii) $i_{13/2}$ Proton	30
6.2 Zustandsabhängige Beiträge zum magnetischen Moment	33
(i) M1 Rumpfanregungen	33
(ii) Spin-Bahn-Kraft	39
6.3 Magnetisches Bahnmoment des Protons	40
7. Anhang	57

1. Einleitung

Magnetische Momente reiner Schalenmodellzustände werden in erster Näherung durch die Schmidt Werte vorausgesagt. Die oft erheblichen Abweichungen der experimentellen magnetischen Momente von diesen Einzelteilchenwerten lassen sich erklären durch zusätzliche Beiträge, die herrühren (i) von Rumpfanregungen infolge der Restwechselwirkung des ungepaarten Nukleons mit den Rumpfnukleonen, (ii) von der Wechselwirkung mesonischer Austauschströme mit dem Magnetfeld und (iii) von der Spin-Bahn Kraft.

Die Mehrzahl der magnetischen Momente wird bereits durch die Berücksichtigung einer in erster Ordnung berechneten Konfigurationsmischung befriedigend beschrieben (NoyA 58, MavZ 66). Im Falle des $h_{9/2}$ Grundzustandes des ^{209}Bi kann dagegen weitgehend unabhängig von dem verwendeten Restwechselwirkungspotential nur etwa die Hälfte der auftretenden Diskrepanz erklärt werden. Eine zuerst von Yamazaki u. Mitarb. (YamN 70b) anhand der g-Faktoren des $h_{9/2}$ Grundzustandes im ^{209}Bi und des 11^- Zustandes im ^{210}Po durchgeführte empirische Analyse zeigte, daß das magnetische Bahnmoment des Protons um etwa $\delta g_1 = +0.1$ von dem bis dahin aus der Atomphysik übernommenen Wert $g_1 = 1$ abweicht. Dieses Ergebnis bestätigte mesonentheoretische Voraussagen, die bereits wesentlich früher unabhängig voneinander von Bloch, Miyazawa und de Shalit gemacht wurden (Blo 51, Miy 51, Sha 51). Ähnliche empirische Untersuchungen von weiteren g-Faktoren geeigneter Zustände im ganzen Massenzahlbereich ergeben für Proton und Neutron in Kernmaterie ein Bahnmoment von $g_1^\pi \approx 1.1$ bzw. $g_1^V \approx -0.05$ (Yam 73).

In diesem Zusammenhang konzentriert sich das Interesse speziell auf magnetische Momente solcher Hochspinzustände, zu deren Konfiguration Nukleonen mit möglichst hohem Bahndrehimpuls beitragen. Die empirische Bestimmung des Bahnmomentes hängt dann nur noch schwach ab von Annahmen hinsichtlich des Spin-g-Faktors g_s wie der Berücksichtigung der Rumpfpolarisation, da der Anteil des Spin-g-Faktors am Einteilchenmoment mit wachsendem Bahndrehimpuls abnimmt.

Es war deshalb das Ziel der vorliegenden Arbeit, mit der Messung der g-Faktoren von zwei Hochspinisomeren, dem $21/2^-$ und dem $29/2^+$ Zustand im Kern ^{211}At , ein geeignetes Wertepaar zu erhalten, aus dem sich der Bahn-g-Faktor des Protons empirisch bestimmen läßt.

Der g-Faktor des $21/2^-$ Niveaus, dessen Konfiguration aus drei zu maximalem Spin gekoppelten $h_{9/2}$ Protonen besteht, kann mit den g-Faktoren der entsprechenden $(\pi h_{9/2})^n$ Niveaus in den $N = 126$ Isotonen verglichen werden. Durch das Auffüllen der $h_{9/2}$ Schale sollten aufgrund des Pauli Prinzips die $[(\pi h_{11/2})^{-1}(\pi h_{9/2})^1]^1$ Rumpfanregungen zunehmend verhindert werden (Blocking-Effekt). Deshalb sollten die g-Faktoren der $(\pi h_{9/2})^n$ Zustände mit wachsender Protonenzahl n kontinuierlich kleiner werden (NoyA 58). Im Hinblick auf die theoretisch vorhergesagte geringe Abnahme der g-Faktoren von ^{209}Bi bis zum ^{214}Ra von etwa 5 % wird in der vorliegenden Arbeit die Frage der Knight-shift an Verunreinigungen eingehend behandelt. Dieser Effekt wird bei Messungen magnetischer Momente nach Kernreaktionen gewöhnlich vernachlässigt.

2. Meßmethode

Die in dieser Arbeit angewandte zeitlich differentielle Beobachtung der Kernlarmorpräzession nach einer Kernreaktion (TDPAD) wird bereits in der Literatur (z.B. AldS 64) ausführlich behandelt. Deshalb sollen im folgenden in knapper Form die dieser Methode zugrunde liegenden Beziehungen lediglich soweit angegeben werden, als sie für das Verständnis des Experimentes nötig sind.

Wird ein isomeres Niveau mit einem Spin $I \geq 1$ durch eine Kernreaktion bevölkert, so ist die beim Zerfall ausgesandte γ -Strahlung im allgemeinen anisotrop, weil die Kernspins durch die Kernreaktion vorzugsweise in einer Ebene senkrecht zum Teilchenstrahl ausgerichtet werden. Geschieht die Bevölkерung durch einen gepulsten Teilchenstrahl in einem Zeitabschnitt kurz

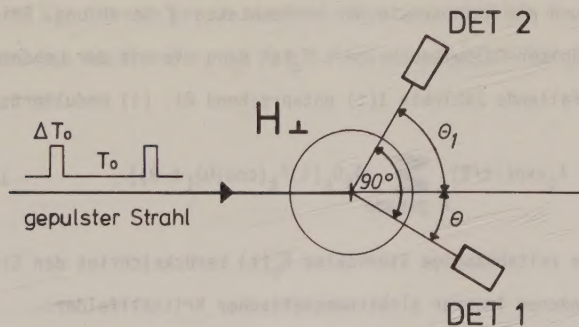


Abb. 1 Schematische Darstellung der Meßanordnung

gegen die mittlere Lebensdauer τ des Zustandes, so läßt sich die unter einem Winkel θ relativ zur Strahlachse beobachtbare gestörte Winkelverteilung der γ -Strahlung in einem senkrecht zur Detektor-Strahl-Ebene stehenden Magnetfeld H (Abb. 1) beschreiben durch die bekannte Beziehung (AldS 64)

$$W(\theta, t, H) = \sum_{k \text{ gerade}} A_k P_k(\cos(\omega_L t - \theta)) \quad (1)$$

Die Kernlarmorfrequenz

$$\omega_L = - \frac{\mu}{Ih} \mu_0 H = - \frac{\mu_N}{h} g \mu_0 H \quad (2)$$

(μ_N = Kernmagneton, μ_0 = Induktionskonstante)

gibt die Wechselwirkungsstärke zwischen dem magnetischen Kernmoment μ und dem Magnetfeld H an. Die Funktionen P_k sind die Legendre-Polynome, die Koeffizienten A_k enthalten sowohl das durch die Kernreaktion erzeugte Alignment als auch die Anisotropie der beobachteten γ -Strahlung. Bei genügend groß gewählter Pulswiederholzeit T_0 ist dann die mit der Lebensdauer τ exponentiell abfallende Zählrate $I(t)$ entsprechend Gl. (1) moduliert:

$$I(\theta, t, H) = I_0 \exp(-t/\tau) \sum_{k \text{ gerade}} A_k G_k(t) P_k(\cos(\omega_L t - \theta)) \quad (3)$$

Der hinzugefügte zeitabhängige Störfaktor $G_k(t)$ berücksichtigt den Einfluß eventuell vorhandener innerer elektromagnetischer Kristallfelder.

Die Kernlarmorfrequenz ω_L erhält man bei einem Experiment mit zwei Detektoren, die unter den Winkeln θ und $\theta_1 = \theta + 90^\circ$ aufgestellt sind (Abb. 1),

indem man aus den normierten Zeitspektren $I(t)$ das folgende Verhältnis bildet:

$$R(t) = \frac{I(t, \theta) - I(t, \theta + 90^\circ)}{I(t, \theta) + I(t, \theta + 90^\circ)} \quad (4)$$

Es werden in der vorliegenden Arbeit höchstens E2-Übergänge zur Messung herangezogen. Deshalb sind in Gl. (3) alle Terme mit $k \leq 4$ zu berücksichtigen. Man erhält so

$$R(t, \theta_0) = b_2 G_2(t) \cos 2(\omega_L t - \theta_0) \quad (5)$$

mit

$$b_2 = \frac{48 A_2 + 20 A_4}{64 + 16 A_2 + 9 A_4}$$

Ein weiterer Term mit der Amplitude $b_4 G_4(t)$ tritt wegen der 90° Symmetrie nicht auf. Gl. (5) ist jedoch nur näherungsweise richtig, da vernachlässigt wurde, daß die Amplitude $b_2 G_2(t)$ mit $1/(1 + b_4 G_4(t) \cos 4(\omega_L t - \theta))$ moduliert ist.

3. Experiment

Die vorliegenden Messungen wurden am Zyklotron der Hamburger Universität durchgeführt. Bei den verwendeten α -Energien von 30 MeV und 33 MeV betrugen die Pulswiederholzeiten 93.5 ns und 89 ns; die Pulsbreite war etwa 2 ns. Die Targetstromwerte lagen bei 10 nA.

Die ^{211}At Kerne wurden über die Reaktion $^{209}\text{Bi} (\alpha, 2n)^{211}\text{At}$ an einem Wismutmetalltarget angeregt. Um während des relativ kurzen Beobachtungsintervalls von etwa 80 ns möglichst viele Modulationsperioden beobachten zu können und so die g-Faktoren genügend genau bestimmen zu können, war ein möglichst hohes Magnetfeld erforderlich. Bei dem dadurch bedingten geringen Polschuhabstand von etwa 7 mm war es von Vorteil, daß bei diesem Experiment ein festes Metalltarget verwendet werden konnte, das im Beschleunigervakuum zwischen den Polschuhen angeordnet war. Obwohl Wismut in der festen Phase trigonale Struktur hat, konnte innerhalb des Beobachtungsintervalls kein Einfluß der Quadrupolwechselwirkung auf die γ -Winkelverteilung festgestellt werden.

Der Nachweis der γ -Quanten erfolgte mit NaJ(Tl)-Kristallen (3.7 cm $\varnothing$ x 2.4 cm), die direkt auf 56 DVP Photomultiplier aufgesetzt waren. Diese wurden gegen das Streufeld des Elektromagneten durch zwei konzentrische Hohlzylinder aus hochpermeablem Mu-Metall abgeschirmt. Die beiden Detektoren waren in der Ebene senkrecht zur Magnetfeldachse asymmetrisch zur Strahlachse angeordnet. Auf diese Weise konnte das Vorzeichen der g-Faktoren bestimmt werden. Die verwendete Meßelektronik entspricht der, die in früheren Arbeiten (z.B. Loe 72) bereits ausführlich beschrieben worden ist.

4. Meßergebnisse

Das Niveauschema des ^{211}At ist recht gut bekannt. Bergström et al. (BerF 70a,b) untersuchten die γ -Übergänge im ^{211}At , die dem Elektroneneinfang des ^{211}Rn und der Kernreaktion $^{209}\text{Bi}(\alpha, 2n)^{211}\text{At}$ folgen. Bei spektroskopischen Messungen von Maier et al. (MaiL 71a) wurden die ^{211}At Kerne über die $(\alpha, 2n)$ und über (HI, xn) Reaktionen angeregt. Diesen Arbeiten wurde auch das in Abb. 2 bis zu einer Anregungsenergie von etwa 3 MeV dargestellte Zerfallsschema des ^{211}At entnommen. Die Konfigurationen dieser angeregten Zustände lassen sich, wie aus Modellrechnungen von Arvieu et al. (ArvB 70), Maier et al. (MaiL 71a) und Ewart et al. (EwaG 72) hervorgeht, durch die Kopplung der in Abb. 2 mitangegebenen Schalenmodellzustände beschreiben.

Die isomeren Niveaus mit den Halbwertszeiten $T_{1/2} = 50 \text{ ns}$ und $T_{1/2} = 70 \text{ ns}$ zerfallen beide über gestreckte γ -Kaskaden. Zusammen mit den hohen Spins der beteiligten Niveaus hat das zur Folge, daß das durch die Kernreaktion erzeugte Alignment im Laufe der Kaskade nur unwesentlich abgeschwächt wird (Yam 67). Das bedeutet, daß es möglich ist, die Kernlarmorpräzession mit Hilfe z.B. des letzten γ -Überganges in der Kaskade zu beobachten, wenn dieser vom experimentellen γ -Energiespektrum besonders geeignet ist.

Das in Abb. 3 dargestellte γ -Energiespektrum wurde bei einer α -Energie von 33 MeV aufgenommen. Es zeigt die Energien der γ -Strahlungen, die zwischen den Teilchenpulsen beobachtbar sind. Die 253.4 keV und die 1066.9 keV γ -Strahlung, die zur γ -Zerfallskaskade des $21/2^-$ Niveaus gehören, treten beide als prominente Linien auf. Die Messung des magnetischen Momentes des $21/2^-$ Zustandes wurde jedoch an der 1066.9 keV γ -Linie durchgeführt, weil zum Untergrund

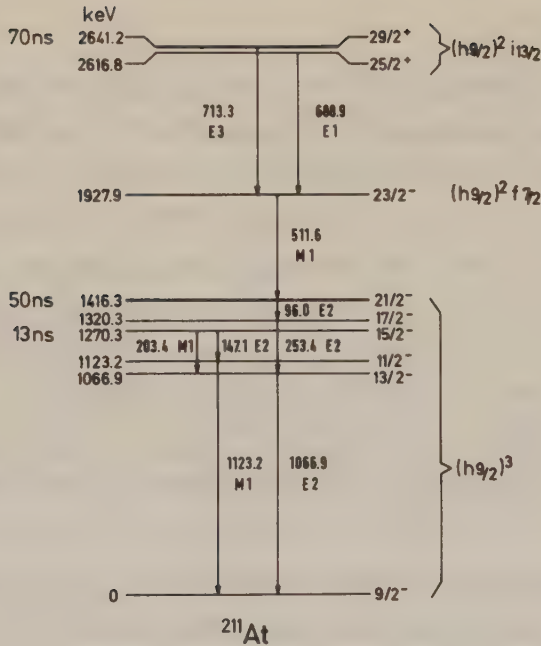


Abb. 2 Niveauschema des ^{211}At (nach Bergström et al. (BerF 70a,b))
Es sind nur die Niveaus und γ -Übergänge eingezeichnet,
die am isomeren Zerfall angeregter Zustände beteiligt sind.

der 253.4 keV γ -Linie die Comptonereignisse der 511.6 keV, der 688.9 keV und der 713.3 keV γ -Strahlungen beitragen. Dadurch sollte eine merkliche Veränderung des Zeitspektrums auftreten, auch wenn der Linieninhalt der 253.4 keV γ -Linie gegenüber dem erwähnten Comptonuntergrund überwiegt (vgl. Abschn. 4.1).

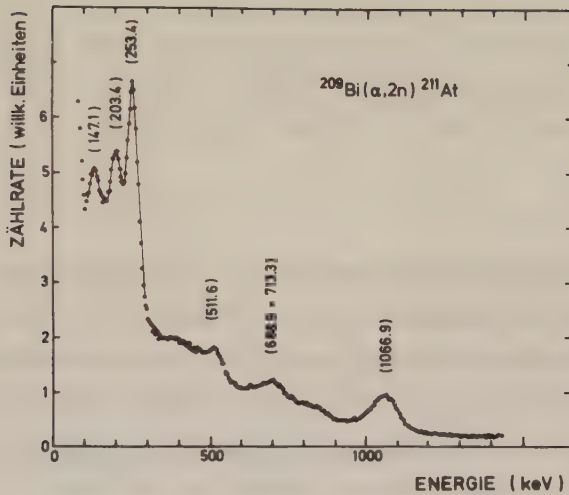


Abb. 3 Zeitlich verzögertes Spektrum der nach der Reaktion $^{209}\text{Bi}(\alpha,2n)^{211}\text{At}$ ($E_\alpha = 33 \text{ MeV}$) auftretenden γ -Energien. Die in Klammern angegebenen γ -Energien sind der Arbeit von Bergström et al. (BerF 70a) entnommen.

Die γ -Energien des 688.9 keV und des 713.3 keV γ -Überganges können, wie man Abb. 3 entnimmt, bei Beobachtung mit einem NaJ(Tl)-Detektor nicht voneinander getrennt werden. Für das Intensitätsverhältnis beider γ -Linien wird von Bergström et al. (BerF 70b) ein Verhältnis von $I(688.9)/I(713.3) = 2.6^{+0.5}_{-0.4}$ angegeben. Aus den theoretischen b_2 -Werten $b_2(688.9) = -0.22$ und $b_2(713.3) = +0.45$ ergibt sich ungefähr ein umgekehrtes Verhältnis und eine Phasenverschiebung der γ -Winkelverteilungen um 90° . Die resultierende Winkelverteilung für die im verzögerten γ -Energiespektrum (Abb. 3) auftretende Summe

beider γ -Übergänge ist somit nahezu isotrop. Glücklicherweise tritt aber beim Beschuß des ^{209}Bi mit 30 MeV α -Teilchen keine Vernichtungsstrahlung auf, so daß der g-Faktor des $29/2^+$ Niveaus aus der Intensitätsmodulation der 511.6 keV γ -Strahlung entnommen werden konnte.

4.1 $29/2^+$ Niveau

Die Abbildungen 4B und 5B zeigen das bei einem Magnetfeld von 27.9 kOe aufgenommene Zeitspektrum der 511.6 keV γ -Strahlung, aus dem gemäß Gl. (4) der exponentielle Abfall eliminiert wurde. Bei der Ermittlung des g-Faktors des $29/2^+$ Niveaus aus der hier auftretenden Modulationsfrequenz muß allerdings beachtet werden, daß das experimentelle Zeitspektrum der 511.6 keV γ -Strahlung einen gewissen Teil des gleichfalls modulierten Comptonuntergrundes der 1066.9 keV γ -Linie enthalten sollte. Man kann diesen zeitlich nicht konstanten Untergrund rechnerisch berücksichtigen, indem man in Gl. (3) zur Intensitätsverteilung der 511.6 keV γ -Strahlung die des Comptonuntergrundes hinzunimmt. Im Anhang sind die entsprechend korrigierten Beziehungen angegeben. Die indirekte Bevölkerung des $21/2^-$ Niveaus durch das $29/2^+$ Isomer wurde hier wegen des kleinen Effektes vernachlässigt.

Die rechnerische Berücksichtigung des Comptonuntergrundes stößt aber insofern auf Schwierigkeiten, als das Intensitätsverhältnis von moduliertem Comptonuntergrund zur 511.6 keV γ -Linie kaum zuverlässig direkt aus dem zeitlich verzögerten γ -Energiespektrum entnommen werden kann (vgl. Abb. 3). Trotzdem wurde der Versuch gemacht, dieses Verhältnis indirekt abzuschätzen. Dabei wurde ausgegangen vom Aktivierungsverhältnis Gl. (8), den jeweiligen

Konversionskoeffizienten und Photoansprechwahrscheinlichkeiten und dem Verhältnis von γ -Linie zu zugehörigem Comptonuntergrund, das entsprechend den verwendeten Breiten der Energiefenster aus einem Einlinienspektrum abgeschätzt wurde. Es ergibt sich dann

$$I(\text{Compton})/I(511.6) = 0.5(3) \quad (6)$$

Der angegebene Fehler von mehr als 50 % ist insofern kritisch, als gerade zu kleinen Werten von Gl. (6) hin das bei der Berücksichtigung des modulierten Comptonuntergrundes erhaltene Ergebnis in zunehmendem Maße von diesem Intensitätsverhältnis abhängt.

Nimmt man für das Verhältnis der γ -Anisotropien

$$b_2(\text{Compton})/b_2(511.6) = -(2 \pm 0.5) \quad (7)$$

an, erhält man aus der Anpassung an die Daten $b_2(511.6) = -0.043(5)$ (Tab. 1, Spalte 7). Der Vergleich mit dem Anisotropiekoeffizienten $b_2(1066.9) = 0.096(6)$, der sich gemäß Gl. (5) aus den Zeitspektren der 1066.9 keV γ -Strahlung bei Berücksichtigung der kurzen Pulswiederholzeit ergibt, scheint die Annahme in Gl. (7) zu bestätigen.

Während in Abb. 4B an das Zeitspektrum der 511.6 keV γ -Strahlung - unter zusätzlicher Berücksichtigung der kurzen Pulswiederholzeit - die Gl. (5) angepaßt wurde, zeigt Abb. 5B die Anpassung der Funktion Gl. (B.2) an die Daten.

In Anbetracht der groben Abschätzung der Parameter (6) und (7), die in die rechnerische Berücksichtigung des Comptonuntergrundes eingehen, scheint es jedoch nicht sinnvoll, die vorliegenden Messungen auf diesen Effekt hin

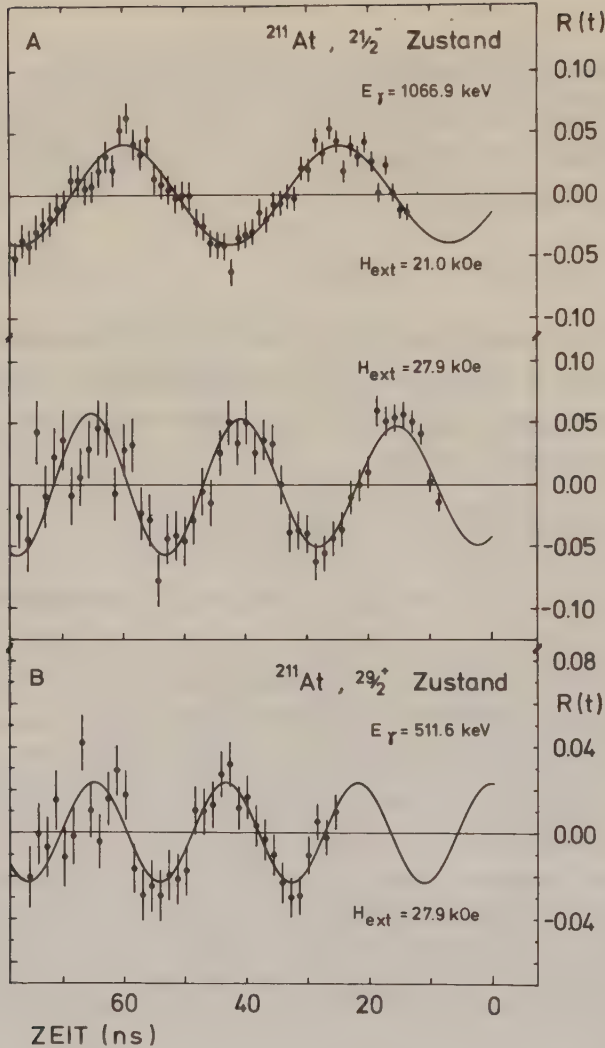


Abb. 4 Intensitätsmodulation der 1066.9 keV (A) und der 511.6 keV (B) γ -Strahlung. An die Meßpunkte wurde folgende Funktion angepaßt:
A: Gl. (A.6), die die indirekte Bevölkerung des $21/2^-$ Zustandes durch das darüberliegende $29/2^+$ Isomer rechnerisch berücksichtigt.
B: Gl. (B.2) ($B=0$), durch die im Gegensatz zu Gl. (5) die Tatsache berücksichtigt wird, daß die Pulswiederholzeit T_0 vergleichbar ist mit der Lebensdauer des isomeren Niveaus.

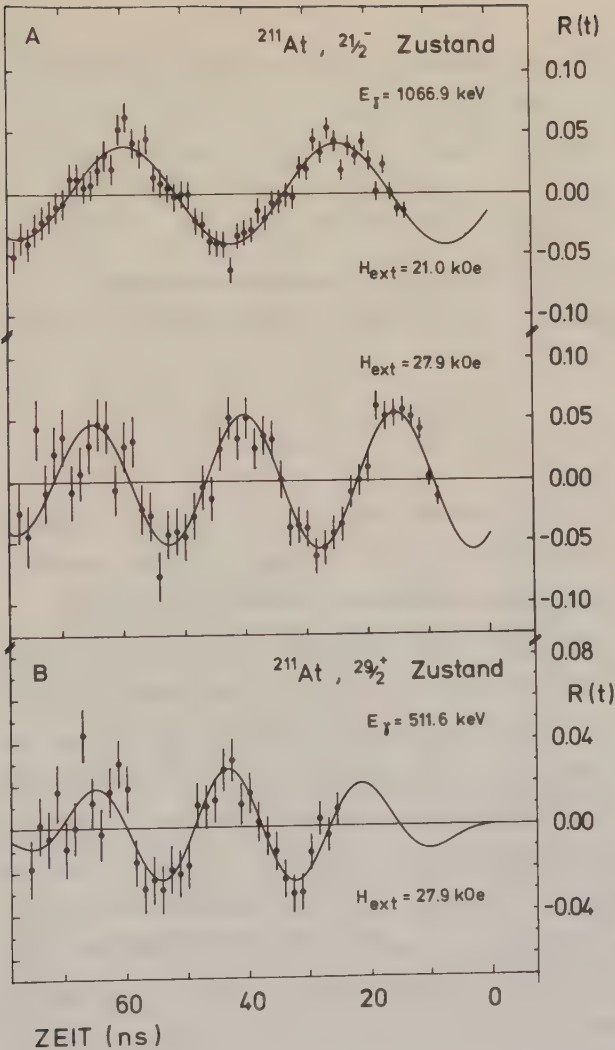


Abb. 5 Intensitätsmodulation der 1066.9 keV (A) und der 511.6 keV (B) γ -Strahlung. An die Meßpunkte wurde folgende Funktion angepaßt:
A: Gl. (A.6) (vgl. Erläuterungen zu Abb. 4).
B: Gl. (B.2), die berücksichtigt, daß der 511.6 keV γ -Linie ein verzögerter, ebenfalls modulierter Comptonuntergrund der 1066.9 keV γ -Strahlung unterlegt ist.

zu korrigieren. Es werden deshalb im weiteren diejenigen Ergebnisse verwendet, die sich aus der Anpassung der auf die kurze Pulswiederholzeit korrigierte Gl. (5) an die Meßdaten ergibt (Tab. 1, Spalten 5 und 6)

$$g_{\text{unkorr}}(29/2^+) = +1.059(31)$$

Die Werte, die man erhält, wenn man den Comptonuntergrund gemäß Gl. (B.2) berücksichtigt (Abb. 5B), sind in Tabelle 1 (Spalten 7 und 8) zum Vergleich aufgeführt.

4.2 $21/2^-$ Niveau

Der g-Faktor des $21/2^-$ Zustandes im ^{211}At wurde aus zwei unabhängigen Messungen bei äußeren Magnetfeldern von 21.0 kOe und 27.9 kOe gewonnen. Die Meßpunkte in Abb. 4A und 5A zeigen die Intensitätsmodulation der 1066.9 keV γ -Strahlung für beide Magnetfelder, wie sie sich nach Bildung des Quotienten in Gl. (4) ergibt. Zur Anpassung an die Daten konnte allerdings nicht Gl. (5) verwendet werden, weil berücksichtigt werden muß, daß das $21/2^-$ Niveau während des Beobachtungsintervalls fortlaufend durch das darüberliegende isomere $29/2^+$ Niveau bevölkert wird. Wegen der etwa gleichen Lebensdauern beider Isomere hat diese indirekte Bevölkering zur Folge, daß sich die am 1066.9 keV γ -Übergang beobachtbare Wechselwirkungsfrequenz in zeitabhängiger Weise von der Larmorfrequenz der $21/2^-$ Kernspins unterscheidet. Die Berechnung der auf diesen Einfluß korrigierten Beziehungen Gl. (3) und Gl. (5) für die zeitlich differentielle Methode ist im Anhang durchgeführt.

E_{γ} (keV)	E_{α} (MeV)	T_0 (ns)	H_{ext} (kOe)	I		II	
				b_2	g unkorr	b_2	g unkorr
1066.9	30	93.45	21.0	0.078 (6)	0.900 (18)	+0.080 (6)	0.898 (18)
	33	89.06	27.9	0.132 (11)	0.910 (16)	+0.129 (8)	0.909 (14)
511.6	33	89.06	27.9	-0.025 (4)	1.059 (31)	-0.043 (5)	1.178 (35)

Tab. 1: Ergebnisse der zeitlich differentiellen Messungen am ^{211}At . Bei der Auswertung der entsprechenden Zeitspektren wurde berücksichtigt

I : die indirekte Bevölkerung des $21/2^-$ Niveaus durch den $29/2^+$ Zustand (Anhang A)

II: die indirekte Bevölkerung des $21/2^-$ Niveaus (Anhang A) und verzögerter, intensitätsmodulierter Comptonuntergrund im Zeitspektrum der 511.6 keV γ -Strahlung (Anhang B).

Die unter II aufgeführten g-Faktoren sind in den Tabellen 2 und 3 zum Vergleich in Klammern angegeben.

Die Auswertung der Daten erfolgte dann mit einer entsprechend modifizierten Version des Programms "SPIRO" ^{*}). Die benutzten Werte für die Pulswiederholzeit T_0 und das äußere Magnetfeld H_{ext} sind für beide Messungen in der Tabelle 1 angegeben. Das Aktivierungsverhältnis beider Isomere wurde aus den bei beiden α -Energien gemessenen zeitlich verzögerten γ -Spektren zu

$$\begin{aligned} A(29/2^+)/A(21/2^-) &= 0.28(3) \quad (E_\alpha = 30 \text{ MeV}) \\ &0.36(4) \quad (E_\alpha = 33 \text{ MeV}) \end{aligned} \quad (8)$$

angenommen. Bei der Abschätzung wurde von einem Beobachtungsintervall von 10 - 80 ns ausgegangen. Es wurden die relativ kurze Pulswiederholzeit und die jeweiligen Konversionskoeffizienten und Photoansprechwahrscheinlichkeiten berücksichtigt.

Bei der Anpassung der Gl. (A6) an die Daten (Abb. 4A) wurde für den g-Faktor des $29/2^+$ Niveaus derjenige Wert verwendet, der sich ohne Berücksichtigung des Comptonuntergrundes ergibt. Man erhält so mit

$$g^{\text{unkorr}}(21/2^-) = +0.905(16)$$

einen um nur etwa 1 % kleineren g-Faktor, wenn man die Zeitspektren der 1066.9 keV γ -Strahlung mit Gl. (A6) statt mit Gl. (5) auswertet.

^{*}) Das von Herrn H. G. Johann entwickelte Auswerteprogramm "SPIRO" wurde von den Herren H. G. Johann und R. Keitel entsprechend den im Anhang angegebenen Beziehungen geändert. Dafür möchte ich ihnen an dieser Stelle danken.

Zum Vergleich sind in Tabelle 1 wieder die Ergebnisse mitaufgeführt, die sich bei Berücksichtigung des modulierten Comptonuntergrundes ergeben (Abb. 5A). Der Unterschied zwischen beiden Werten ist vernachlässigbar. Die in Tabelle 1 angegebenen Fehler enthalten die Unsicherheiten im least-squares-Fit, in der Zeiteichung des TPC, in der Magnetfeldmessung und in den Parametern (6), (7) und (8). Die g-Faktoren werden im Abschnitt 5 auf Knight-shift und Diamagnetismus korrigiert.

Der g-Faktor des $21/2^-$ Zustandes im ^{211}At ist parallel zur vorliegenden Messung von Baba et al. (BabF 72) bestimmt worden:

$$g^{\text{unkorr}}(21/2^-) = 0.920(25)$$

Dieser Wert wurde in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt, da zu wenige experimentelle Details bekannt waren, die eine - wenn auch nur grobe - Abschätzung über den Einfluß der indirekten Bevölkerung durch das $29/2^+$ Niveau erlaubt hätten. Das Problem der indirekten Bevölkerung eines isomeren Niveaus durch ein darüberliegendes Isomer vergleichbarer Lebensdauer ist in ähnlicher Weise von Baba et al. (BabF 73) und Nagamiya (Nag 74) berechnet und auf isomere Po Zustände angewandt worden.

5. Lokales Magnetfeld am Kernort

Zur Bestimmung des magnetischen Kernmomentes aus der beobachteten Kernlarmorfrequenz ω_L muß in Gl. (2) das am Kernort wirksame Magnetfeld eingesetzt werden. Dieses erhält man bei nichtmagnetischen Metallen, indem man zwei Beiträge berücksichtigt, die den Einfluß des äußeren Magnetfeldes verstärken bzw. abschwächen: (1) die Knight-shift K, die durch den Spinparamagnetismus der Leitungselektronen verursacht wird und (2) die diamagnetische Abschirmung σ durch die Rumpfelektronen. Das Feld am Kernort ist dann gegeben durch:

$$H = H_{\text{ext}}(1 + K)(1 + \sigma) \quad (9)$$

5.1 Knight-shift

Die Angabe der Knight-shift im vorliegenden Falle stößt in zweierlei Hinsicht auf Schwierigkeiten. Zum einen sind für die betrachteten Kerne Po, At, Fr und Ra keine Daten über ihre Knight-shift im eigenen Gitter bekannt. Diese Lücken lassen sich aber verhältnismäßig einfach durch Extrapolation der bekannten Knight-shift Werte der entsprechenden Reihen und Gruppen im Periodischen System schließen (Abschn. (i)), wie dieses bereits in einer Arbeit von Bräuer et al. getan wurde (BraG 73). Zum anderen muß bei Messungen magnetischer Momente nach Kernreaktionen, bei denen eine oder mehrere Ladungen übertragen werden, prinzipiell berücksichtigt werden, daß der angeregte Kern als Fremdatom in das Gitter des Targetmaterials implantiert wird. Das hat zur Folge, daß die Knight-shift der Verunreinigung um $\Gamma_u = \frac{\Delta K}{K}$ von der im eigenen Gitter verschieden ist.

Im allgemeinen wird diese Knight-shift Änderung bei g-Faktor Messungen nach Kernreaktionen vernachlässigt. Im Hinblick auf den erwarteten geringen Blocking-Effekt in der $(\pi h_{9/2})^n$ Schale sollen jedoch in der vorliegenden Arbeit die jeweiligen Knight-shift Änderungen Γ_u empirisch abgeschätzt werden (Abschn. (ii)). Die Ergebnisse der folgenden Abschnitte sind in Tab. 2 zusammengefaßt.

(i) Knight-shift in reinen Metallen

Zur Ermittlung der Knight-shift von Po und At im eigenen Gitter wurden die von Drain (Dra 67) und dem US Alloy Data Center (NBS 71) angegebenen Werte für die flüssigen Metalle Cu, Ga, As, Cd, In, Sn, Sb, Te (War 72) und Tl, Pb, Bi verwendet. Durch Extrapolation der Daten der entsprechenden Reihen und Gruppen des Periodischen Systems erhält man die in Tabelle 2 angegebenen Werte

$$K(\text{Po}) = 1.1(2) \%$$

$$K(\text{At}) = 0.65(15) \%$$

Während Rn Edelgaskonfiguration hat ($K = 0$), läßt sich die Knight-shift des Fr aus den Werten der flüssigen Alkalimetalle (Dra 67, NBS 71) extrapolieren

$$K(\text{Fr}) = 2.4(3) \%$$

In Anlehnung an Rechnungen von Highway und Seymour (Heis 71) wird angenommen, daß die Knight-shift des Ra im eigenen Gitter innerhalb von 10 % gleich der des Fr im Fr ist.

(ii) Knight-shift in Legierungen

Die Abhängigkeit sowohl der Wirtsgitter-Knight-shift (solvent Knight-shift) als auch der Gast-Knight-shift (solute Knight-shift) von der Verunreinigungskonzentration ist mit Hilfe der NMR an mono- und polyvalenten Metallen untersucht worden^{*)}. In verdünnten flüssigen nichtmagnetischen Legierungen werden die Ergebnisse der solvent Knight-shift Messungen recht gut durch eine Theorie von Blandin und Daniel beschrieben (BlaD 59) (RigF 67). Sowohl solvent als auch solute Knight-shift werden in flüssigen nichtmagnetischen Legierungen mit beliebigen Konzentrationsverhältnissen zumindest qualitativ wiedergegeben durch Berechnungen von Halder (Hal 69), die auf Faber (Fab 67) zurückgehen.

Da für die vorliegenden Legierungen Hg-Rn, Hg-Fr, Pb-Po, Pb-Ra und Bi-At weder experimentelle Daten noch theoretische Voraussagen für einige Parameter vorliegen, die eine Berechnung ähnlich der ermöglichten, die von Halder (Hal 69) durchgeführt wurde, kann im folgenden lediglich eine grobe Abschätzung der solute Knight-shift Änderung Γ_u gegeben werden. Nach Halder sollte die Knight-shift der Wirts- und der Fremdatome in der gleichen Legierung in gleicher Weise von der Konzentration abhängen:

$\Gamma_u / \Gamma_v = -1$. Die vorhandenen experimentellen Daten der auf den Metallen Pb und Bi aufgebauten Legierungen (BenC 64) (RigF 67) (MouS 67) (ForH 72)

^{*)} Eine Zusammenfassung geben Rigney und Flynn (RigF 67). Neuere Knight-shift Messungen an nichtmagnetischen Legierungen findet man in folgenden Veröffentlichungen: (HeiS 69), (RahS 71), (ForH 72), (MouS 67).

lassen jedoch allenfalls den Schluß zu, daß das Verhältnis Γ_u / Γ_v für ein Metall und verschiedene Verunreinigungen etwa konstant ist bzw. sich proportional zum Valenzunterschied Wirtsatom - Gasatom ändert. Diese Annahme bildet die Grundlage der folgenden Abschätzungen.

Die g-Faktor Messungen am ^{210}Po und ^{214}Ra wurden an einem festen Bleitarget durchgeführt (YamN 70a, b) (YamH 73). Da die oben erwähnten Theorien nur für flüssige Legierungen gelten, läßt sich die empirisch gefundene Tatsache benutzen, daß sich die Werte in der festen Phase aus den theoretischen Werten durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor ergeben (RigF 67). Berechnet man die solvent Knight-shift Änderung Γ_v für die Pb-Po Legierung im Rahmen des von Blandin und Daniel angegebenen Modells (BlaD 59, ForH 72), so erhält man nach Multiplikation mit dem empirischen Faktor -0.2

$$\Gamma_v(\text{Pb in } \underline{\text{Pb}} - \text{Po}) = -0.06(8)$$

Dieser Wert stimmt recht gut mit dem überein, den man aus den experimentellen Daten von Pb in festem Pb-Hg, Pb-Tl, Pb-Bi extrapolieren würde (RigF 67). Mit $\Gamma_u / \Gamma_v = 2 \pm 1.5$ aus den Meßergebnissen an den festen Pb-Tl und Pb-Bi Legierungen (BenC 64, RigF 67) erhält man dann (Tab. 2)

$$\Gamma_u(\text{Po in } \underline{\text{Pb}} - \text{Po}) = -0.1(2)$$

Die Knight-shift des Ra im festen Blei wird mit einer Unsicherheit von 50 % gleich der im eigenen Gitter gesetzt, weil für das Hg, das die gleiche relative Valenz hat, nur Werte in flüssiger Legierung vorliegen. Außerdem läßt sich kein Trend erkennen, der die Extrapolation von einer Reihe auf die nächste gestatten würde.

Kern	Zustand	Kernreaktion	Target- phase	Knight-shift K a)	Knight- shift Korrektur $\Gamma_u = \frac{\Delta K}{K}$	solute Knight- shift K_u a)	diamagn. Abschirmg. σ a)	g _{unkorr}	g
^{209}Bi	$9/2^-$	—	—	—	—	—	-0.0174	0.8976 ¹⁾	0.9132
^{210}Po	8^+ 11^-	$^{208}\text{Pb}(\alpha, 2n)$	fest	0.011(2)	-0.1(2)	0.010(3)	-0.0179	0.910(6) ^{b)} 1.107(16) ²⁾	0.917(7) 1.116(17)
^{211}At	$21/2^-$ $29/2^+$	$^{209}\text{Bi}(\alpha, 2n)$	fest	0.007(2)	-0.1(2)	0.006(2)	-0.0185	0.905(16) (0.904(14)) [*] 0.920(25) ³⁾ 1.059(31) (1.178(35)) [*]	0.917(16) (0.916(14)) [*] 1.073(31) (1.193(35)) [*]
^{212}Rn	8^+	$^{204}\text{Hg}(^{12}\text{C}, 4n)$	flüssig	0	-	0.000(5)	-0.0191	0.894(10) ⁴⁾	0.911(11)
^{213}Fr	$29/2^+$	$^{204}\text{Hg}(^{14}\text{N}, 5n)$	flüssig	0.024(3)	-0.3(4)	0.017(10)	-0.0197	1.04(1) ⁵⁾	1.043(14)
^{214}Ra	8^+	$^{206}\text{Pb}(^{12}\text{C}, 4n)$	fest	0.024(5)	0.0(5)	0.024(13)	-0.0204	0.882(4) ⁶⁾	0.878(12)

Tab. 2: Übersicht über experimentelle g-Faktoren in $N = 126$ Isotonen.

a) Die Korrekturen auf Knight-Shift und Diamagnetismus sind in Abschnitt 5 erläutert.

b) Dieser g-Faktor wurde aus den unkorrigierten Werten gemittelt (vgl. With 74), die in den folgenden Arbeiten angegeben sind: (YamN 70a, b; BabF 73, NagY 73).

1) (FLYS 59), 2) (YamN 70b), 3) (BabF 72), 4) (With 74), 5) (Recy 73), 6) (YamH 73)

* vgl. Erläuterungen zu Tab. 1

Die solvent Knight-shift Änderung für Bi in festem Bi-At wird dem entsprechenden Wert für Bi in Bi-Pb (BenC 64) gleichgesetzt

$$\Gamma_v(\text{Bi in } \underline{\text{Bi}}\text{-At}) = -0.2(3)$$

Da das Verhältnis von solute zu solvent Knight-shift Änderung für die flüssigen Legierungen von Bi mit In, Sn und Sb nahezu konstant ist (RigF 67, MouS 67, RahS 71), wird das einzige bekannte Wertepaar, die feste Bi-Pb Legierung (BenC 64, ForH 72), als Anhaltspunkt für die 6. Reihe des Periodischen Systems genommen: $\Gamma_u / \Gamma_v = 0.5(4)$. Daraus ergibt sich dann

$$\Gamma_u(\text{At in } \underline{\text{Bi}}\text{-At}) = 0.1(2)$$

Aus den experimentellen Daten von auf einwertigen Metallen aufgebauten Legierungen (RigF 67) läßt sich die Änderung der Knight-shift von Fr direkt entnehmen

$$\Gamma_u(\text{Fr in } \underline{\text{Hg}}\text{-Fr}) = -0.3(4)$$

Die Knight-shift von Rn im flüssigen Hg wird mit einer Unsicherheit von 0.5 als gleich Null angenommen.

Wendet man diese Werte Γ_u auf die jeweilige Knight-shift K im reinen Metall an, so erhält man die in Tabelle 2 für die verschiedenen Legierungen angegebene solute Knight-shift K_u .

5.2 Diamagnetische Abschirmung

Zur Ermittlung des lokalen Magnetfeldes am Kernort müssen zusätzlich zur Knight-shift noch die diamagnetische Abschirmung und die chemische Verschiebung

der in der Knight-shift Messung benutzten Referenzverbindung berücksichtigt werden. Die diamagnetische Abschirmung ist dem Experiment nicht zugänglich. Sie wird daher relativistischen Rechnungen von Feiock und Johnson entnommen (Feij 69). Die chemische Verschiebung ist i.a. vernachlässigbar.

Während die Abschirmfaktoren für Rn^0 und Ra^{2+} bereits von Feiock und Johnson angegeben werden

$$\sigma (Rn^0) = -1.91 \%$$

$$\sigma (Ra^{2+}) = -2.04 \%$$

müssen die Werte für die Po^{4+} , At^{5+} und Fr^{1+} Ionen aus den Werten geeigneter Ionen extrapoliert werden, wie dieses schon von Bräuer et al. (BraG 73) durchgeführt wurde. Aus den Abschirmfaktoren der Tl^{1+} , Pb^{2+} und Bi^{3+} Ionen erhält man so

$$\sigma (Po^{4+}) = -1.79 \%$$

$$\sigma (At^{5+}) = -1.85 \%$$

Die diamagnetische Abschirmung von Fr^{1+}

$$\sigma (Fr^{1+}) = -1.97 \%$$

folgt aus der Extrapolation der Werte für Ra^{2+} , Th^{4+} und U^{6+} .

Die Anwendung der in Tabelle 2 gegebenen solute Knight-shift K_u und der diamagnetischen Abschirmung auf die unkorrigierten Meßergebnisse g_{unkorr} entsprechend Gl. (9) ergibt die in der folgenden Diskussion verwendeten g-Faktoren g in der letzten Spalte der Tabelle 2.

6. Diskussion

Den teilweise erheblichen Abweichungen der experimentellen magnetischen Momente von Kernen mit ungerader Massenzahl von den im Einteilchenmodell berechneten Schmidt Werten (Sch 37) trägt man dadurch Rechnung, daß man einen effektiven Einteilchenoperator des magnetischen Momentes einführt

$$\hat{\mu} = (g_1 + \delta \tilde{g}_1) \hat{1} + (g_s + \delta \tilde{g}_s) \hat{s} + \tilde{g}_p i^2 (\gamma_2 s)^1 \quad (10)$$

Für das magnetische Moment eines Zustandes mit dem Spin $j = 1 \pm 1/2$ ergibt sich dann

$$\mu = j \left[(g_1 + \delta \tilde{g}_1) \pm \frac{1}{2j+1} ((g_s + \delta \tilde{g}_s) - (g_1 + \delta \tilde{g}_1)) \right] + \tilde{g}_p \left\langle i^2 (\gamma_2 s)^1 \right\rangle_z \quad (11)$$

mit

$$\left\langle i^2 (\gamma_2 s)^1 \right\rangle_z = \frac{1 \mp (j + 1/2)}{4 \sqrt{2\pi} (j + 1)}$$

In diesem Ausdruck sind gegenüber dem Schmidt Wert

$$\mu = j \left[g_1 \pm \frac{1}{2j+1} (g_s - g_1) \right] \quad (12)$$

die Bahn- und Spin-g-Faktoren der freien Nukleonen ($g_1^{\pi} = 1$, $g_1^{\nu} = 0$, $g_s^{\pi} = 5.5855$, $g_s^{\nu} = -3.8263$) um die Beträge $\delta \tilde{g}_1$ und $\delta \tilde{g}_s$ verändert und es ist ein Tensorterm $\tilde{g}_p \left\langle i^2 (\gamma_2 s)^1 \right\rangle_z$ hinzugefügt worden. Durch diese Zusatzterme wird im Einteilchenoperator der Einfluß der folgenden Effekte berücksichtigt: (i) Änderungen der Rumpfkongfigurationen infolge der Restwechselwirkung der Rumpfnukleonen mit dem ungepaarten Nukleon (Blip 54, AriH 54) und (ii) Einfluß der Spin-Bahn-Kraft auf das magnetische Moment (Che 69).

Beide Mechanismen ergeben, berechnet man sie in 1. Näherung (NoyA 58), nur einen Spin- und einen Tensoranteil $\delta g_S^{CP}(1.0.)$, $g_P^{CP}(1.0.)$ und δg_S^{LS} , g_P^{LS} . Ein Bahnanteil $\delta g_1^{CP}(h.0.)$ tritt erst in höheren Ordnungen auf (Yam 73). Höhere Ordnungen des LS Terms werden wegen des kleinen Effektes i.a. vernachlässigt. Ein dritter wichtiger Beitrag (iii) wird durch die Wechselwirkung der Pi-mesonischen Austauschströme mit dem Magnetfeld verursacht (Che 69, WahB 69, HyuA 73). Neben kleinen Beiträgen δg_S^{mes} und g_P^{mes} schlägt er sich im wesentlichen im Bahn g-Faktor des Nukleons nieder.

Von der breiten Streuung der experimentellen magnetischen Momente innerhalb der Schmidt Linien ausgehend, erwartet man, daß zumindest ein Teil dieser Korrekturen zustandsabhängig sein sollte. Dies trifft für den LS Anteil (Che 69) und besonders für den M1 Rumpfpolarisationsbeitrag (NoyA 58) zu. Neuere Arbeiten zeigen allerdings, daß auch der mesonische Einfluß zumindest schwach zustandsabhängig ist (HyuA 73, AriB 73).

Um aus den in der vorliegenden Arbeit gemessenen g-Faktoren des $21/2^-$ und des $29/2^+$ Zustandes im Kern ^{211}At das magnetische Bahnmoment des Protons bestimmen zu können, muß man in halbempirischer Weise folgendermaßen vorgehen: Zunächst müssen aus den g-Faktoren beider seniority $s = 3$ Zustände die des $h_{9/2}$ und $i_{13/2}$ Protons im ^{211}At bestimmt werden (Abschn. 6.1). Dann werden die in 1. Ordnung berechneten zustandsabhängigen Anteile $\delta g^{CP}(1.0.)$ und $\delta g^{LS}(1.0.)$ (Abschn. 6.2) und die Schmidt Werte von den jeweiligen Einteilchenwerten $g(h_{9/2})$ und $g(i_{13/2})$ abgezogen:

$$\Delta g(l,j) = g(l,j) - (g^{\text{Schmidt}} + \delta g^{CP}(1.0.) + \delta g^{LS}) \quad (13)$$

Dieses $\Delta g(l,j)$ gibt den Teil des g-Faktors $g(l,j)$ wieder, der nicht durch Schmidt Wert, Spin Bahn Anteil und in 1. Ordnung berechneter Rumpfpolarisationsanteil erklärt werden kann. Aus den Differenzen $\Delta g(l,j)$ für den $h_{9/2}(j=1-1/2)$ und den $i_{13/2}(j=1+1/2)$ Einteilchenzustand lassen sich dann gemäß Gl. (11) die durch mesonische Effekte und Rumpfanregungen höherer Ordnung verursachten Anteile der Parameter δg_l und δg_s bzw. g_p bestimmen, wenn man einmal von schwachen Zustandsabhängigkeiten absieht.

Das hier skizzierte Verfahren ist ähnlich dem, das von Yamazaki et al. (YamN 70b) zum erstenmal zur Untersuchung des Bahn-g-Faktors des Protons am 11^- Zustand im ^{210}Po angewendet wurde. Auf diese Weise konnte bisher an mehreren geeigneten Protonen- wie auch Neutronen-Einteilchen-g-Faktoren empirisch gezeigt werden, daß das nukleonische Bahnmoment von dem aus der Atomphysik übernommenen Wert $g_l^{\pi} = 1$ bzw. $g_l^{\nu} = 0$ abweicht (Yam 73).

Die empirische Bestimmung des Bahnmomentes des Protons am ^{210}Po wurde bereits mehrfach durchgeführt (Yam 70b, Yam 73). Sie wurde aber in der vorliegenden Arbeit zusammen mit der am ^{213}Fr erneut wiederholt, weil ein Vergleich dieser g_l -Werte mit dem, der sich aus dem ^{211}At ergibt, nur dann sinnvoll ist, wenn die g-Faktoren in allen drei Fällen einheitlich ausgewertet werden. Deshalb wurden die g-Faktoren der entsprechenden Zustände im ^{210}Po , ^{211}At , ^{212}Rn und ^{213}Fr konsistent auf Knight-shift und Diamagnetismus korrigiert, und es werden im folgenden Konfigurationsbeimischungen berücksichtigt, soweit sie bekannt sind.

6.1 Magnetische Einteilchenmomente

Im reinen Einteilchenmodell ist der g-Faktor eines Zustandes, der aus zwei zum Spin $I = j_1 + j_2$ gekoppelten Nukleonen ($j_1, g_1; j_2, g_2$) besteht, gegeben durch den Ausdruck (E11L 57)

$$g(I) = \frac{1}{2} (g_1 + g_2) + \frac{j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{2I(I+1)} (g_1 - g_2) \quad (14)$$

Diese unter dem Stichwort "Additivität magnetischer Momente" bekannte Beziehung ist i.a. selbst dann recht gut erfüllt, wenn die experimentellen Werte g_1 und g_2 vom Schmidt Wert abweichen. Die Tatsache, daß diese Regel speziell für Hochspinzustände im Massenzahlbereich des Bleis sehr gut gilt (Nag 73b), erlaubt umgekehrt aus den experimentellen g-Faktoren von Mehrteilchenzuständen das eine Einteilchenmoment zu bestimmen, wenn das andere bekannt ist.

(i) $h_{9/2}$ Proton

Innerhalb des seniority $s = 3$ Multipletts, das aus drei $h_{9/2}$ Protonen gebildet wird, ist der $21/2^-$ Zustand des ^{211}At der Zustand mit der höchsten Energie und dem höchsten Spin. Aus experimentellen wie auch theoretischen Untersuchungen (ArvB 70, BerF 70a, EwaG 70) ist bekannt, daß dieser Zustand ungewöhnlich wenig Konfigurationsbeimischungen enthält. Deshalb wird angenommen, daß entsprechend Gl. (14) der g-Faktor des $h_{9/2}$ Protons im ^{211}At gleich dem des $21/2^-$ Zustandes ist. Im gleichen Sinne kann bei den 8^+ Niveaus des ^{210}Po und des ^{212}Rn verfahren werden, die als reine $(h_{9/2}^2)_8^+$ Zustände angesehen werden können (Nag 72, Mail 71b).

(ii) $i_{13/2}$ Proton

Im Falle des $29/2^+$ Niveaus im ^{211}At hat man zusätzlich zur überwiegenden Konfiguration $|(h_{9/2}^2)_{8^+} \otimes i_{13/2}\rangle$ weitere Beimischungen zu berücksichtigen, in denen der 3^- Vibrationszustand des ^{208}Pb Rumpfes mit dem $f_{7/2}$ Einteilchenzustand koppelt. Von Bergström u. Mitarb. (BerF 70a) wird aus Untersuchungen der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten die folgende Konfiguration für den $29/2^+$ Zustand im ^{211}At angegeben:

$$|29/2^+\rangle = 1.00 |(h_{9/2}^2)_{8^+} \otimes 13/2^+\rangle$$

mit

$$|13/2^+\rangle = 0.94 |i_{13/2}\rangle + 0.32 |f_{7/2} \otimes 3^-\rangle + 0.05 |(i_{13/2} \otimes 3^-)_{7/2^-} \otimes 3^-\rangle$$

Um mit Hilfe der Additivität Gl. (14) aus dieser Wellenfunktion den g-Faktor des $i_{13/2}$ Protons zu ermitteln, wurden folgende g-Faktoren verwendet:

$$g(f_{7/2}) = 1.47(6)$$

$$g(3^-) = 0.55(8)$$

$$g(i_{13/2}) = 1.299(33)$$

Für den $f_{7/2}$ Zustand wurde der auf die entsprechende M1 Rumpfpolarisation (NoyA 58) korrigierte Schmidt Wert verwendet, weil im Massenbereich um das Blei keine experimentellen Werte bekannt sind. Der g-Faktor der 3^- Rumpfanregung wurde erhalten, indem die von Bowmann et al. (BowZ 69) und Schroeder und Toschinski (SchT 73) angegebenen magnetischen Momente auf die Lebensdauer $\tau(3^-) = (22.9 \pm 2.5) \text{ ps}$ (ZieP 68, BarP 69) korrigiert wurden. Für die Abkopplung der geringen Beimischung der Konfiguration $(i_{13/2} \times 3^-)_{7/2^-}$ wurde der g-Faktor des $i_{13/2}$ Protons aus dem ^{210}Po (Tab. 4) verwendet.

Kern	$I \pi$	überwiegende Konfiguration	g	Schalenmodell- zustand (l,j)	g(l,j)
^{210}Po	8^+	$h_{9/2}^2$	0.917 (7)	$1 h_{9/2}$	0.917 (7)
	11^-	$h_{9/2} \otimes i_{13/2}$	1.116 (17)	$1 i_{13/2}$	1.299 (33)
^{211}At	$21/2^-$	$h_{9/2}^3$	0.917 (16) (0.916 (14)) [*]	$1 h_{9/2}$	0.917 (16) (0.916 (14)) [*]
	$29/2^+$	$(h_{9/2}^2)g \otimes i_{13/2}$	1.073 (31) (1.193 (35)) [*]	$1 i_{13/2}$	1.307 (79) (1.610 (84)) [*]
^{212}Rn	8^+	$h_{9/2}^2$	0.911 (11)	$1 h_{9/2}$	0.911 (11)
^{213}Fr	$29/2^+$	$(h_{9/2}^2)g \otimes i_{13/2}$	1.043 (14)	$1 i_{13/2}$	1.214 (36)

Tab. 3: Magnetische Einteilchenmomente der $h_{9/2}$ und der $i_{13/2}$ Protonenzustände in den

N = 126 Isotonen.

* vgl. Erläuterung zu Tab. 1

Im Falle des 11^- Niveaus im ^{210}Po und des $29/2^+$ Niveaus im ^{213}Fr wurde ähnlich vorgegangen. Die verwendeten Konfigurationen seien der Vollständigkeit halber angegeben:

$^{210}\text{Po}(\text{Nag } 73a)$:

$$|11^- \rangle = 87\% |h_{9/2} \otimes i_{13/2} \rangle + 9\% |h_{9/2} \otimes (f_{7/2} \otimes 3^-) \rangle + 4\% |(h_{9/2}^2)_{8^+} \otimes 3^- \rangle$$

$^{213}\text{Fr} (\text{RecY } 73)$:

$$|29/2^+ \rangle = 94\% |(h_{9/2}^2)_{8^+} \otimes i_{13/2} \rangle + 6\% |((h_{9/2}^2)_{8^+} \otimes f_{7/2})_{23/2^-} \otimes 3^- \rangle$$

Für den g-Faktor des $f_{7/2}$ Protons wurde angenommen:

$$g(f_{7/2}, ^{210}\text{Po}) = 1.46(6)$$

$$g(f_{7/2}, ^{213}\text{Fr}) = 1.51(6)$$

In Tabelle 3 sind die Einteilchenmomente $g(l,j)$ des $h_{9/2}$ und des $i_{13/2}$ Protons zusammengestellt. Die angegebenen Fehler enthalten die experimentellen Fehler der g-Faktoren, die bei der Ermittlung der Einteilchenmomente benutzt wurden.

In Tabelle 3 sind bei beiden Zuständen des ^{211}At zum Vergleich in Klammern die Werte angegeben, die sich ergeben, wenn man bei der Auswertung der Zeitspektren der 511.6 keV γ -Strahlung berücksichtigt, daß diese einen gewissen Anteil verzögerten, ebenfalls modulierten Comptonuntergrund der 1066.9 keV γ -Strahlung enthalten (vgl. Abschn. 4.1).

6.2 Zustandsabhängige Beiträge zum magnetischen Moment

(i) M1 Rumpfanregungen

Die Restwechselwirkung des ungepaarten Nukleons mit den Rumpfnukleonen führt zu Rumpfanregungen und damit zu Konfigurationsbeimischungen zum reinen Schalenmodellzustand. Aufgrund der Selektivität des Operators des magnetischen Moments tragen jedoch in erster Näherung nur solche Anregungen zwischen Schalen mit gleicher Bahndrehimpulsquantenzahl bei

$$\left[(j=1+1/2)^{-1} (j'=1-1/2)^1 \right]^1.$$

In der vorliegenden Arbeit wurden diese Beiträge $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ zu den g-Faktoren nach der Konfigurationsmischungstheorie von Noya, Arima und Horie (NAH) (Noya 58) berechnet, in der die Restwechselwirkung in Form einer δ -Funktion angesetzt wird. Es wurde ein Oszillatorpotential mit einem Stärkeparameter $C = 40 \text{ MeV}$ verwendet.

Die Anwendung der Additivitätsbeziehung der magnetischen Momente Gl. (14) auf einen Zustand, der aus n sich in der gleichen Schale befindenden gleichen Nukleonen besteht, besagt, daß der g-Faktor dieses Zustands im Schalenmodell gleich dem Einteilchen g-Faktor $g(l,j)$ der jeweiligen Nukleonen ist, unabhängig davon, zu welchem Gesamtspin I diese Nukleonen gekoppelt sind (Ausnahme $I = 0$). Berücksichtigt man M1 Rumpfanregungen, so erwartet man systematische Abweichungen von dieser Regel, weil die Anregungswahrscheinlichkeit proportional zur Zahl der im Zustand $j = 1 + 1/2$ vorhandenen Teilchen und - wegen des Pauli Prinzips - proportional zur Zahl der im Zustand $j' = 1 - 1/2$ vorhandenen leeren Plätze ist.

Im Falle der $(\pi h_{9/2})^n$ Zustände sagt die Konfigurationsmischungstheorie von NAH voraus, daß der in erster Ordnung berechnete Anteil

$\delta g^{cp}(1.0.)$ mit wachsender Protonenzahl n in der $h_{9/2}$ Schale linear abnimmt

$$\delta g^{cp}(h_{9/2}^n) = \frac{9-n}{8} \delta g^{\pi cp}(^{209}\text{Bi}) + \delta g^{Vcp}(^{209}\text{Bi})$$

Hier rührt der Anteil $\delta g^{\pi cp}(^{209}\text{Bi})$ von der Teilchen-Loch Anregung $[(h_{11/2})^{-1}(h_{9/2})^1]^1$ der Protonen im ^{209}Bi her. Der Beitrag $\delta g^{Vcp}(^{209}\text{Bi})$ von der Anregung $[(i_{13/2})^{-1}(i_{11/2})^1]^1$ der Neutronen ist für alle $N = 126$ Isotone gleich.

Entsprechend gilt für die $i_{13/2}$ Protonenzustände

$$\delta g^{cp}(i_{13/2}) = \frac{10-n}{10} \delta g^{\pi cp}(^{209}\text{Bi}) + \delta g^{Vcp}(^{209}\text{Bi})$$

wobei n die Anzahl der $h_{9/2}$ Protonen ist. Die Beiträge $\delta g^{\pi cp}(^{209}\text{Bi})$ und $\delta g^{Vcp}(^{209}\text{Bi})$ beziehen sich auf die entsprechenden Rumpfanregungen, die durch das $i_{13/2}$ Proton hervorgerufen werden.

Die bisher bekannten $(\pi h_{9/2})^n$ g-Faktoren sind in jüngster Zeit bereits verschiedentlich im Hinblick auf die erwartete Blockierung der M1 Rumpfanregungen (in der englischen Literatur "blocking of core polarization") diskutiert worden (Ari 73, BraG 73, Nag 73b, YamH 73). Das auf Grund des Blocking-Effektes vorausgesagte Absinken der g-Faktoren mit wachsender Protonenzahl beträgt - je nach verwendetem Restwechselwirkungspotential - vom ^{209}Bi bis zum ^{214}Ra nur etwa 5 % des g-Faktors des ^{209}Bi Grundzustandes.

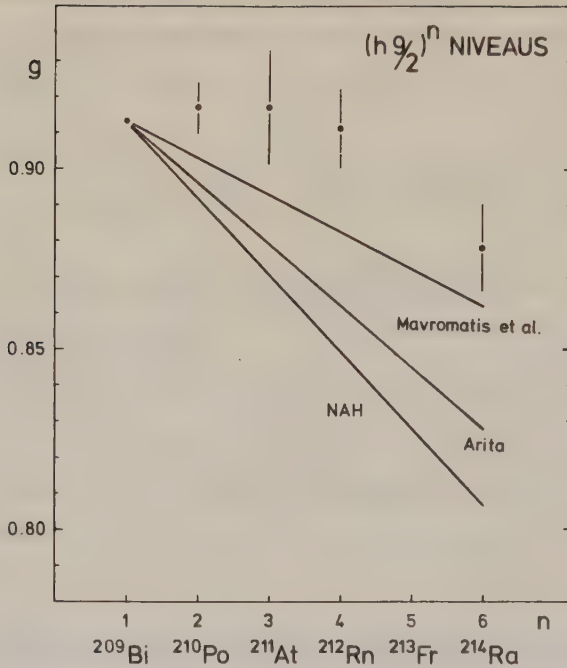


Abb. 6 Experimentelle g-Faktoren der $(h_{9/2})^n$ Niveaus in den N=126 Isotonen. Die Geraden geben den Blocking-Effekt an, wie er von in 1. Ordnung berechneten Rumpfanregungstheorien infolge der wachsenden Protonenanzahl n vorausgesagt wird (vgl. Tab. 4). Zum besseren Vergleich wurden die Geraden willkürlich vom g-Faktor des ^{209}Bi ausgehend eingezeichnet.

Die experimentellen g-Faktoren scheinen jedoch - mit Ausnahme des ^{214}Ra - einen wesentlich schwächeren Blocking-Effekt zu zeigen (Ari 73, BraG 73). Im Hinblick auf diese geringen Effekte ist in der vorliegenden Arbeit die Frage der Knight-shift an Verunreinigungen für die betreffenden Fälle besonders sorgfältig untersucht worden (Abschn. 5). Die solchermaßen konsistent

auf Knight-shift und Diamagnetismus korrigierten g-Faktoren der $(h_{9/2})^n$ Zustände im ^{209}Bi , ^{210}Po , ^{211}At , ^{212}Rn und ^{214}Ra (Tab. 2) sind in Abb. 6 über der Anzahl n der Protonen in der $h_{9/2}$ Schale aufgetragen.

Für den $h_{9/2}$ Grundzustand des ^{209}Bi sind von verschiedenen Autoren in erster Ordnung berechnete Rumpfpolarisationskorrekturen $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ angegeben worden. In Tabelle 4 sind stellvertretend drei Werte nach Protonen- und Neutronenanteilen getrennt angegeben, die das breite Spektrum der veröffentlichten Werte veranschaulichen sollen. Diese Korrekturen $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ sind in Abb. 6 vom ^{209}Bi g-Faktor ausgehend als durchgehende Geraden eingezeichnet. Der in dieser Arbeit nach der Konfigurationsmischungstheorie von NAH berechnete Anteil erklärt zwar 2/3 der Differenz δg^{exp}

$\delta g^{\text{exp}} =$ $g^{\text{exp}} - g^{\text{Schmidt}}$	$\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$			Ref.
	π	ν	Summe	
0.330	0.082	0.033	0.115	(MarZ 66)
	0.135	0.146	0.281	(Ari 73)
	0.169	0.034	0.203	diese Arbeit

Tab. 4 Protonen- und Neutronen-Rumpfpolarisationsbeiträge zum g-Faktor des $9/2^-$ Grundzustandes im ^{209}Bi

zwischen experimentellem g-Faktor des ^{209}Bi und dem Schmidt Wert, zeigt aber eine zu große Steigung (Abb. 6), was einem zu großen Protonenanteil

entspricht. Die von Arita (Ari 73) mit der Rosenfeld Kraft berechnete Korrektur ist in der Lage, etwa 7/8 der Differenz δg^{exp} durch einen großen Neutronenanteil zu erklären. Die Rechnung von Mavromatis (MavZ 66) mit dem etwas realistischeren Kallio-Koltveit Potential ist hinsichtlich der Gesamtkorrektur $\delta g^{\text{CP}(1.0.)} = 0.118$ unbefriedigend. Sie zeichnet sich allerdings durch einen besonders kleinen Protonenanteil und somit eine relativ geringe Steigung aus.

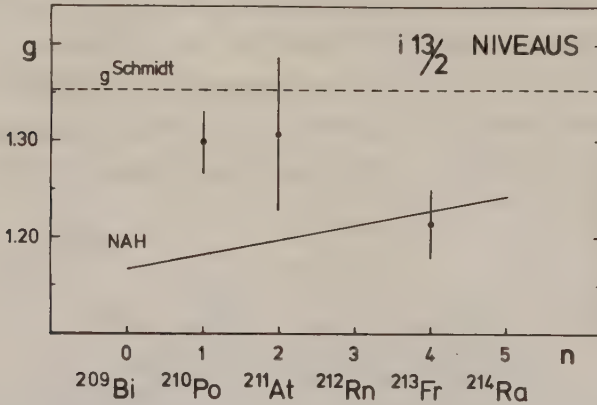


Abb. 7 Empirisch ermittelte g-Faktoren der $i_{13/2}$ Niveaus im ^{210}Po , ^{211}At und ^{213}Fr . Die eingezeichnete Gerade gibt die nach der Konfigurationsmischungstheorie von NAH (NoyA 58) berechneten g-Faktoren wieder, die infolge des Blocking-Effektes linear von der Anzahl n der Protonen abhängen, die sich in der $h_{9/2}$ Schale befinden.

Für den $i_{13/2}$ Protonenzustand im ^{209}Bi sind aus der Literatur keine Werte $\delta g^{\text{CP}(1.0.)}$ bekannt, bei denen Protonen- und Neutronenanteil getrennt aufgeführt sind. Deshalb werden in Abb. 7 die empirisch ermittelten g-Faktoren der $i_{13/2}$ Protonen (Abschn. 6.1 (ii)) lediglich mit Vorhersagen im Rahmen der Konfigurationsmischungstheorie von NAH verglichen.

Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden:

Die konsistente Korrektur der gemessenen g-Faktoren auf Knight-shift und Diamagnetismus läßt die bereits von anderen Autoren diskutierte Diskrepanz zwischen experimentellem und erwartetem Verlauf der $(h_{9/2})^n$ g-Faktoren noch deutlicher hervortreten. Innerhalb der Fehler stimmen die g-Faktoren der $(h_{9/2})^n$ Zustände im ^{210}Po , ^{211}At und im ^{212}Rn mit dem des ^{209}Bi Grundzustandes überein. Lediglich der ^{214}Ra Wert weist eine Abweichung von etwa 4 % auf. Allerdings deutet die von den Niveaus im ^{210}Po , ^{211}At und ^{212}Rn stark verschiedene Lebensdauer des 8^+ Niveaus im ^{214}Ra darauf hin, daß für den kleineren g-Faktor Konfigurationsbeimischungen verantwortlich sein könnten.

In der $i_{13/2}$ Schale weicht der g-Faktor im ^{213}Fr deutlich von denen im ^{210}Po und ^{211}At ab.

Die Diskrepanz zwischen experimentellem und theoretisch erwartetem Verlauf der $(h_{9/2})^n$ g-Faktoren ist deshalb so überraschend, weil in anderen Massenzahlbereichen die systematische Variation entsprechender g-Faktoren befriedigend durch den theoretisch vorhergesagten Blocking- bzw. Enhancement-Effekt wiedergegeben wird (Ari 71, GreS 69, HeuI 74). Die Ursache für den Mißerfolg in der $h_{9/2}$ Protonenschale ist bislang unverstanden. In einer neueren Arbeit von Arita (Ari 73) wird versucht, die annähernde Gleichheit der $(h_{9/2})^n$ g-Faktoren damit zu erklären, daß die Abschwächung der M1 Rumpfpolarisation kompensiert wird z.B. durch Rumpfanregungseffekte zweiter Ordnung

(ii) Spin-Bahn-Kraft

Die Zwei-Teilchen Spin-Bahn-Kraft bewirkt einen relativ geringen Beitrag δg^{LS} zum Kern-g-Faktor. Er wurde nach der von Chemtob (Che 69) angegebenen Beziehung

$$\delta g^{LS} = \mp 0.05 \frac{2j+1}{j(2j+2)}$$

berechnet. Dieser Anteil ändert sein Vorzeichen entsprechend $j=l\pm 1/2$ und trägt deshalb in 1. Näherung nur zur Korrektur des Spin-g-Faktors bei.

6.3 Magnetisches Bahnmoment des Protons

Bei der halbempirischen Bestimmung des magnetischen Bahnmomentes aus den experimentellen g-Faktoren verschiedener Einteilchenzustände ist es erforderlich, die Korrekturen $\delta \bar{g}_1$, $\delta \bar{g}_s$ und $\bar{g}_p \frac{1}{j} \langle i^2 (\gamma_2 s)^1 \rangle_z$ (Gl. 11) zum Schmidt Wert (Gl. 12) von zustandsabhängigen Beiträgen zu befreien (Abschn. 6.2). Die Benutzung insbesondere der theoretisch berechneten Rumpfpolarisationsbeiträge $\delta g^{CP}(1.0.)$ zum magnetischen Moment bringt an dieser Stelle eine gewisse Unsicherheit in die Bestimmung des Bahnmomentes: Zum einen schwanken die in der Literatur angegebenen in 1. Ordnung (1.0.) berechneten Beiträge $\delta g^{CP}(1.0.)$ erheblich in der Größe, zum anderen zeigen die experimentellen g-Faktoren zumindest der $1h_{9/2}$ Protonenzustände keineswegs den theoretisch vorausgesagten Blocking-Effekt (vgl. Abschn. 6.2 (i)). Um einen Eindruck davon zu bekommen, wie empfindlich das ermittelte Bahnmoment des Protons von den berücksichtigten Rumpfpolarisationsbeiträgen abhängt, werden im weiteren hinsichtlich dieser Beiträge drei verschiedene Wege eingeschlagen:

- (i) Es werden die Beiträge $\delta g^{CP}(1.0.)$ berücksichtigt, die sich aus der Konfigurationsmischungstheorie von Noya, Arima und Horie (NAH) für die verschiedenen Einteilchenniveaus in den jeweiligen Kernen ergeben (Tab. 5a).
- (ii) Für die $h_{9/2}$ Zustände wird der nach NAH für den Grundzustand des ^{209}Bi berechnete Wert $\delta g^{CP}(1.0.)$ angenommen. Damit wird der Tatsache Rechnung getragen, daß die experimentellen g-Faktoren dieser Niveaus keinen Blocking-Effekt zeigen (vgl. Abschn. 6.2). Bei den $i_{13/2}$ Zuständen wird dagegen wie bei (i) verfahren (Tab. 5b).

(iii) Es werden die Rumpfpolarisationsbeiträge berücksichtigt, die sich für den $h_{9/2}$ bzw. $i_{13/2}$ Zustand des ^{209}Bi nach der Konfigurationsmischungstheorie von NAH bzw. aus Arbeiten von Khanna und Häusser (KH) (KhaH 73) und Arima und Huang-Lin (AH)(AriH72) ergeben (Tab. 5c).

Die Bestimmung des magnetischen Bahnmomentes wird im einzelnen wie folgt durchgeführt:

Aus den Einteilchenwerten $g(l,j)$ (Tab. 4) wird nach Gl. (13) der Anteil $\Delta g(l,j)$ ermittelt, der nicht durch Schmidt Wert, Rumpfpolarisationsbeitrag und Spin-Bahn-Anteil erklärt werden kann. Auf diese Weise reduziert sich Gl. (11) auf

$$\Delta g(l,j) = \delta g_l \pm \frac{1}{2I+1} (\delta g_s - \delta g_l) + g_p \frac{1}{j} \langle i^2 (Y_2^s)^1 \rangle_z \quad (15)$$

Die verbliebenen Anteile δg_l , δg_s und g_p enthalten die Beiträge der mesonischen Austauschströme und der Rumpfanregungen höherer Ordnung. Vernachlässigt man eine schwache Zustandsabhängigkeit von δg_l , δg_s und g_p , so lassen sich diese aus einem Gleichungssystem bestimmen, das man aus Gl. (15) mit den g -Faktoren von mindestens drei Einteilchenzuständen erhält.

In den $N=126$ Isotonen sind allerdings nur zwei Einteilchen- g -Faktoren bekannt, nämlich die des $h_{9/2}$ und des $i_{13/2}$ Protons. Eine empirische Bestimmung des Bahnmomentes kann also nur durchgeführt werden, wenn man Annahmen über δg_s oder g_p macht. Es werden deshalb in der vorliegenden Arbeit zwei verschiedene Näherungen gemacht:

- (I) Die Korrektur δg_s zum Spin-g-Faktor g_s ergibt sich direkt aus dem g-Faktor des $(3s_{1/2})^{-1}$ Protonenzustandes im ^{205}Tl . Dies ist der einzige weitere bekannte Einteilchen-g-Faktor eines Protonenzustandes im Massenzahlbereich des Bleis. Korrigiert man den g-Faktor $g_{\text{unkorr}}(s_{1/2}) = 3.223$ (Lin 65) auf Diamagnetismus ($\sigma = -0.0163$) und berücksichtigt Rumpfanregungen 1. Ordnung ($\delta g^{\text{CP}}(\text{NAH}) = -2.394$) und den Spin-Bahn-Anteil ($\delta g^{\text{LS}} = -0.067$), so ergibt sich nach Gl. (13) $\Delta g(s_{1/2}) = 0.152$. Diese Differenz $\Delta g(s_{1/2})$ ist aber gleich δg_s , da zum g-Faktor des $(3s_{1/2})^{-1}$ Zustandes weder der Bahn-g-Faktor noch der Tensorterm beitragen (vgl. Gl. (11)).

Das so erhaltene δg_s ist insofern mit einem zusätzlichen Fehler behaftet, als es aus dem experimentellen g-Faktor eines Kerns abgeleitet ist, der nicht zu den N=126 Isotonen gehört. Es sollte allerdings in den vorliegenden Fällen wegen des Faktors $\frac{1}{2I+1}$ das empirisch ermittelte δg_1 verhältnismäßig unempfindlich sein gegen Variationen von δg_s .

- (II) Es wird der zu g_p proportionale Tensorterm vernachlässigt: $g_p = 0$. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da der Faktor $\frac{1}{j} \langle i^2 (Y_2^s)^1 \rangle_z$ für beide Zustände ($l = j \pm 1/2$) von gleicher Größenordnung ist, aber entgegengesetztes Vorzeichen hat. Aus diesem Grunde ändert sich - variiert man z.B. g_p im Bereich $-2 \leq g_p \leq 2$ - δg_1 nur um etwa ∓ 0.01 .

Verwendet man eine dieser beiden Näherungen also entweder (I) $\delta g_s = 0.152$ oder (II) $g_p = 0$, so läßt sich das Gleichungssystem lösen, das man aus Gl. (15) erhält, wenn man für den $h_{9/2}$ und den $i_{13/2}$ Zustand die entsprechend nach (i), (ii) oder (iii) gebildeten Differenzen $\Delta g(l, j)$ einsetzt.

Tabellen 5a - 5c: Ergebnisse der halbempirischen Bestimmung der Korrektur δg_1 zum magnetischen Bahnmoment des Protons. Die Werte δg_1 , g_p bzw. δg_1 , δg_s ergeben sich nach Gl. (16) bzw. (17) aus den Differenzen $\Delta g(1,j)$ der jeweiligen $h_{9/2}$ und $i_{13/2}$ Zustände. Die Tabellen 5a - 5c unterscheiden sich hinsichtlich der verwendeten Rumpfpolarisationskorrekturen $\delta g^{CP}(1.0.)$.

Kern	Zustand (1,j)	$g(1,j)$	δg^{CP} (1.0.) (NAH)	δg^{LS}	$\Delta g(1,j)$	$\delta g_s = 0.152$		g_p		$g_p = 0$	
						δg_1		δg_1		δg_1	δg_s
^{210}Po	$h_{9/2}$	0.917 (7)	0.182	0.010	0.142 (19)	0.13 (3)	0.7 (1.2)	0.13 (2)	0.0 (3)	0.13 (2)	0.0 (3)
	$i_{13/2}$	1.299 (33)	-0.169	-0.007	0.122 (37)						
^{211}At	$h_{9/2}$	0.917 (16)	0.162	0.010	0.162 (23)	0.13 (6)	1.4 (2.5)	0.14 (5)	-0.1 (5)	0.14 (5)	-0.1 (5)
	$i_{13/2}$	1.307 (79)	-0.154	-0.007	0.115 (80)						
^{212}Rn ^{213}Fr	$h_{9/2}$	0.911 (11)	0.140	0.010	0.178 (18)	0.05 (3)	5.1 (1.2)	0.08 (2)	-1.0 (3)	0.08 (2)	-1.0 (3)
	$i_{13/2}$	1.214 (36)	-0.124	-0.007	-0.008 (38)						

Tab. 5a: Die Rumpfanregungsbeiträge $\delta g^{CP}(1.0.)$ wurden nach der Konfigurationsmischungstheorie von NAH berechnet

Kern	Zustand (1, j)	$g(1, j)$	$\delta_{g^{CP}}(1.0.)$ (NAH)	$\delta_{g^{LS}}$	$\Delta g(1, j)$	$\delta_{g_S} = 0.152$		g_p		δ_{g_1}	$g_p = 0$	δ_{g_S}
$^{210}_{Po}$	$h_{9/2}$	0.917 (7)	0.203	0.010	0.121 (21)	0.12 (3)	0.1 (1.2)			0.12 (2)		0.1 (3)
	$i_{13/2}$	1.299 (33)	-0.169	-0.007	0.122 (37)							
$^{211}_{At}$	$h_{9/2}$	0.917 (16)	0.203	0.010	0.121 (26)	0.12 (6)	0.3 (2.5)			0.12 (5)		0.1 (5)
	$i_{13/2}$	1.307 (79)	-0.154	-0.007	0.115 (80)							
$^{212}_{Rn}$ $^{213}_{Fr}$	$h_{9/2}$	0.911 (11)	0.203	0.010	0.115 (23)	0.03 (3)	5.6 (1.2)			0.05 (2)		-0.7 (3)
	$i_{13/2}$	1.214 (36)	-0.124	-0.007	-0.008 (38)							

Tab. 5b: Für die $i_{13/2}$ Zustände ist $\delta_{g^{CP}}(1.0.)$ identisch mit denen, die in Tab. 5a verwendet wurden.
Bei allen $h_{9/2}$ Zuständen wurde jedoch der Beitrag $\delta_{g^{CP}}(1.0.)$ berücksichtigt, der sich nach NAH für den Grundzustand des ^{209}Bi ergibt. Damit wird berücksichtigt, daß die hier verwendeten $h_{9/2}$ g-Faktoren nicht den theoretisch vorausgesagten Blocking-Effekt zeigen.

Kern	Zustand (<i>i, j</i>)	<i>g</i> (1, <i>j</i>)	$\delta g^{CP}(1.0.)$	δg^{LS}	$\Delta g(1, j)$	$\delta g_s = 0.152$		$g_p = 0$	
						δg_1	g_p	δg_1	δg_s
^{209}Bi	$h_{9/2}$	0.9132	0.203 (NAH) 0.190 (KH) 0.176 (AH)	0.010	0.117 (20) 0.130 (19) 0.144 (18)				
^{210}Po		1.299 (33)			0.138 (38) 0.128 (37) 0.045 (34)	0.13 (3) 0.13 (3) 0.08 (2)	-0.5 (1.3) 0.2 (1.2) 3.1 (1.2)	0.13 (2) 0.13 (2) 0.09 (2)	0.3 (3) 0.1 (3) -0.5 (2)
^{211}At	$i_{13/2}$	1.307 (79)	-0.185 (NAH) -0.175 (KH) -0.092 (AH)	-0.007	0.146 (81) 0.136 (81) 0.053 (80)	0.14 (6) 0.13 (6) 0.08 (5)	-0.7 (2.5) 0.1 (2.5) 2.8 (2.5)	0.13 (4) 0.13 (4) 0.09 (4)	0.3 (5) 0.2 (5) -0.4 (5)
^{213}Fr		1.214 (36)			0.053 (41) 0.043 (40) -0.040 (37)	0.07 (3) 0.07 (3) 0.02 (3)	2.1 (1.3) 2.8 (1.3) 5.7 (1.2)	0.08 (2) 0.08 (2) 0.04 (2)	-0.3 (3) -0.4 (3) -1.1 (3)

Tab. 5c: Zur Lösung der Gleichungen (16) bzw. (17) wurden hier der $h_{9/2}$ Grundzustand des ^{209}Bi und die $i_{13/2}$ Zustände der Kerne ^{210}Po , ^{211}At und ^{213}Fr hinzugezogen. Die jeweils drei angegebenen Werte in den Spalten 6 bis 10 beziehen sich auf die drei mit NAH (NoyA 58), KH (KhaH 73) und AH (AriH 72) bezeichneten Rumpfpolarisationskorrekturen $\delta g^{CP}(1.0.)$, die für den $h_{9/2}$ und den $i_{13/2}$ Zustand im ^{209}Bi gelten.

Für den Fall (I) erhält man:

$$\begin{aligned}\delta g_1 &= 0.34338 \Delta g(h_{9/2}) + 0.6771 \Delta g(i_{13/2}) - 0.0208 \Delta g(s_{1/2}) \\ g_p &= 25.84 \Delta g(h_{9/2}) - 30.54 \Delta g(i_{13/2}) + 4.699 \Delta g(s_{1/2})\end{aligned}\quad (16)$$

für den Fall (II):

$$\begin{aligned}\delta g_1 &= \frac{13}{24} \Delta g(i_{13/2}) + \frac{11}{24} \Delta g(h_{9/2}) \\ \delta g_s &= 6.5 \Delta g(i_{13/2}) - 5.5 \Delta g(h_{9/2})\end{aligned}\quad (17)$$

In den Tabellen 5a und 5b wurden für ^{210}Po und ^{211}At die g-Faktoren des $h_{9/2}$ und des $i_{13/2}$ Zustandes jeweils aus dem gleichen Kern verwendet. Im ^{213}Fr ist der g-Faktor des $(h_{9/2})^n$ Zustandes bisher nicht bekannt. Deshalb wurde in den Tabellen 5a und 5b der g-Faktor des $i_{13/2}$ Zustandes im ^{213}Fr zusammen mit dem des $h_{9/2}$ Zustandes im ^{212}Rn benutzt. Da die g-Faktoren der $h_{9/2}$ Zustände im ^{210}Po , ^{211}At und ^{212}Rn innerhalb der Fehler mit dem des ^{209}Bi Grundzustandes übereinstimmen (vgl. Abb. 6), wurden in Tabelle 5c zur Auswertung die g-Faktoren der $i_{13/2}$ Zustände dieser Kerne zusammen mit dem des $h_{9/2}$ Grundzustandes des ^{209}Bi verwendet.

Die Ergebnisse der durchgeführten Rechnungen sind in den Spalten 7 bis 10 der Tabellen 5a bis 5c zusammengestellt. Die angegebenen Fehler enthalten die Fehler der Ausgangswerte $g(l,j)$ und eine angenommene Unsicherheit von 10 % in den Beiträgen $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ und δg^{LS} .

Der Vergleich der erhaltenen Beiträge δg_1 zum magnetischen Bahnmoment in den Tabellen 5a und 5b zeigt, daß die halbempirische Analyse der $h_{9/2}$ und $i_{13/2}$ g-Faktoren bei den Kernen ^{210}Po und ^{211}At vergleichbare Werte

ergibt: $\delta_{g_1} \approx 0.13$. Diese Übereinstimmung ist nicht verwunderlich, da die entsprechenden Einteilchen-g-Faktoren in etwa gleich sind (vgl. Abb. 6 und 7) und auf Grund des Blocking Effektes lediglich etwas verschiedene Rumpfpolarisationsbeiträge berücksichtigt werden. Im Falle des ^{212}Rn und ^{213}Fr dagegen ergibt sich ein um etwa die Hälfte kleinerer δ_{g_1} Wert, der dadurch verursacht wird, daß der g-Faktor des $i_{13/2}$ Zustandes im ^{213}Fr im Gegensatz zum ^{210}Po und ^{211}At bereits außerordentlich gut durch den Schmidt Wert und den zustandsabhängigen Rumpfpolarisationsanteil und Spin-Bahn-Anteil wiedergegeben wird (vgl. Abb. 7). Außerdem zeigt sich hier deutlicher als bei den Kernen ^{210}Po und ^{211}At , daß man einen etwas größeren Bahn-g-Faktoranteil δ_{g_1} erhält, wenn man den theoretisch vorhergesagten Blocking Effekt berücksichtigt, obwohl dieser durch die experimentellen Einteilchen-g-Faktoren nicht bestätigt wird. Ebenso liefern die beiden Ansätze (I) ($\delta_{g_s}=0.152$) und (II) ($g_p=0$) beim ^{212}Rn und ^{213}Fr etwas unterschiedliche δ_{g_1} Werte, während sich beim ^{210}Po und ^{211}At keine nennenswerten Unterschiede ergeben.

Aus den Spalten 7 und 9 der Tabelle 5c ist zu ersehen, daß die Ergebnisse des halbempirischen Verfahrens nur wenig davon abhängen, welche Rumpfpolarisationsbeiträge zum magnetischen Moment berücksichtigt werden (vgl. (HeuI 74)). Es werden hier drei verschiedene Beiträge $\delta_{g^{CP}(1.0.)}$ verwendet, die mit NAH, KH und AH bezeichnet sind. Da die Rumpfanregungskorrekturen $\delta_{g^{CP}(1.0.)}$ für den $h_{9/2}$ und den $i_{13/2}$ Zustand entgegengesetztes Vorzeichen haben, ändern sich die Differenzen $\Delta g(1,j)$ entsprechend gegenläufig bei Variation von $\delta_{g^{CP}}$. Eine für beide Spinzustände gleichmäßige

Veränderung von $\delta_{g_1}^{CP}(1.0.)$ bleibt in Bezug auf δ_{g_1} daher nahezu ohne Wirkung. Wird jedoch der Rumpfpolarisationsbeitrag des einen Zustandes wesentlich stärker variiert als der des anderen, so ergibt sich eine sehr starke Veränderung von δ_{g_1} .

In der Literatur sind zwar verschiedene Korrekturen $\delta_{g_1}^{CP}(1.0.)$ für den $h_{9/2}$ Zustand des ^{209}Bi bekannt, aber nur die drei hier verwendeten für den $i_{13/2}$ Zustand. Für eine zuverlässige Bestimmung des Bahn-g-Faktors wäre es aber wichtig zu wissen, in welchem Bereich die Rumpfpolarisationskorrekturen für das $i_{13/2}$ Niveau schwanken. Interessant wäre in diesem Zusammenhang besonders, zu der von Arita angegebenen relativ großen Korrektur für den $h_{9/2}$ Zustand (Tab. 4) den entsprechenden Wert für den $i_{13/2}$ Zustand zu wissen.

Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden:

Die Größe des empirisch bestimmten Bahnmomentes hängt relativ schwach vom berücksichtigten Beitrag der M1 Rumpfanregungen ab. Verwendet man die zur Zeit zugänglichen Korrekturen $\delta_{g_1}^{CP}(1.0.)$ für den $h_{9/2}$ und den $i_{13/2}$ Zustand (Tab. 5c), so ergibt sich aus den beiden Kernen ^{210}Po und ^{211}At übereinstimmend

$$\delta_{g_1}(^{210}\text{Po}, ^{211}\text{At}) = 0.11 \pm 0.03$$

Aus dem ^{213}Fr erhält man dagegen einen wesentlich kleineren Wert

$$\delta_{g_1}(^{213}\text{Fr}) = 0.05 \pm 0.04,$$

da der $i_{13/2}$ g-Faktor im ^{213}Fr abweichend von denen im ^{210}Po und ^{211}At bereits gut durch Schmidt Wert und Rumpfpolarisationskorrektur beschrieben wird (vgl. Abb. 7). Die Ursache für die Differenz zwischen diesen Einteilchen-g-Faktoren kann bei unterschiedlichen Rumpfanregungsbeiträgen höherer Ordnung $\delta g^{\text{CP}}(\text{h.o.})$ gesucht werden. Möglicherweise werden aber auch der 11^- Zustand im ^{210}Po und die $29/2^+$ Zustände im ^{211}At und ^{213}Fr nicht vollständig durch die in Abschn. 6.1 verwendeten Konfigurationen beschrieben.

Bemerkenswert ist, daß im Falle des ^{210}Po und des ^{211}At die jeweils erhaltenen g_p und δg_s Werte in etwa Null ergeben. Damit werden die eingangs verwendeten Näherungen (I) und (II) bestätigt. Demgegenüber erhält man aus dem ^{213}Fr $\delta g_s = -0.7 \pm 0.3$ und $g_p = 5.5 \pm 1.2$. Es wird daher angenommen, daß der g-Faktor des $i_{13/2}$ Zustandes im ^{213}Fr Zustandsabhängigkeiten enthält, die in der vorliegenden empirischen Analyse nicht berücksichtigt wurden.

Es ergibt sich somit aus der empirischen Analyse der $h_{9/2}$ und $i_{13/2}$ Einteilchen-g-Faktoren im ^{210}Po und ^{211}At übereinstimmend das magnetische Bahnmoment des Protons zu

$$g_1 = 1.11 \pm 0.03$$

Von Yamazaki wurde ebenfalls aus dem 11^- Niveau im ^{210}Po der Wert $g_1 = 1.13 \pm 0.02$ abgeleitet (Yam 73). Die Abweichung wird verursacht durch unterschiedliche Korrekturen auf Knight-shift und Diamagnetismus und durch unterschiedliche Konfigurationen und g-Faktoren bei der Ermittlung des Einteilchen-g-Faktors.

Um aus der ermittelten Abweichung δg_1 des Bahnmomentes von dem aus der Atomphysik übernommenen Wert $g_1 = 1$ den mesonischen Anteil zu erhalten, muß man berücksichtigen, daß Rumpfanregungen höherer Ordnung für Protonen einen negativen Beitrag zu δg_1 liefern. Deshalb wird der mesonische Anteil am Bahnmoment des Protons zumindest teilweise durch $\delta g_1^{CP}(h.o.)$ verdeckt. Nach theoretischen Abschätzungen liegt dieser Beitrag beim Grundzustand des ^{209}Bi in der Größenordnung von $\delta g_1^{CP}(h.o.) \approx -0.05$ (BloF 65, MavZ 67). Damit ergibt sich im Massenzahlbereich des Bleis für den Anteil der mesonischen Austauschströme am Bahnmoment des Protons

$$\delta g_1^{\text{mes}} \approx 0.16$$

Die Übereinstimmung mit theoretisch abgeschätzten Werten $\delta g_1^{\text{mes}} = 0.1$ (Miy 51, Blo 51, Sha 51, WahB 69, Che 69) und $\delta g_1^{\text{mes}} = 0.25$ (AriB 73) ist befriedigend.

Literaturverzeichnis

- (AldS 64) K. Alder and R. M. Steffen
Ann. Rev. Nucl. Sci. 14 (1964) 403
- (Ari 71) A. Arima
Proc. Top. Conf, on the Structure of $1f_{7/2}$ Nuclei
Legnaro (Padova) 1971, S. 385
- (Ari 73) K. Arita
Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., München 1973, S. 266
- (AriB 73) A. Arima, G. E. Brown, H. Hyuga and M. Ichimura
Nucl. Phys. A205 (1973) 27
- (AriH 72) A. Arima and L. J. Huang-Lin
Phys. Lett. 41B (1972) 435
- (AriH 54) A. Arima and H. Horie
Progr. Theor. Phys. 11 (1954) 509
- (ArvB 70) R. Arvieu, O. Bohigas and C. Quesne
Nucl. Phys. A143 (1970) 577
- (BabF 72) C. V. K. Baba, D. B. Fossan, W. Hering, D. Proetel,
T. Faestermann, F. Feilitzsch and K. E. G. Löbner
Bull. Am. Phys. Soc. 17 (1972) 927
- (BabF 73) C. V. K. Baba, D. B. Fossan, T. Faestermann, F. Feilitzsch,
P. Kienle and C. Signorini
Phys. Lett. 43B (1973) 483
- (BarP 69) A. R. Barnett and W. R. Phillips
Phys. Rev. 186 (1969) 1205
- (BenC 64) L. H. Bennett, R. M. Cotts and R. J. Snodgrass
Proc. Colloque Ampere 13 (1964) 171
- (BerF 70a) I. Bergström, B. Fant, C. J. Herrlander, P. Thieberger
and K. Wikström
Phys. Lett. 32B (1970) 476

- (BerF 70b) I. Bergström, B. Fant, C. J. Herrlander, K. Wikström
and J. Blomquist
Physica Scripta 1 (1970) 243
- (Blip 54) R. J. Blin Stoyile and M. A. Perks
Proc. Phys. Soc. A67 (1954) 885
- (Blad 59) A. Blandin, E. Daniel and J. Friedel
Phil. Mag. 4 (1959) 180
- (Blo 51) F. Bloch
Phys. Rev. 83 (1951) 829
- (BlOF 65) J. Blomquist, N. Freed and H. O. Zetterström
Phys. Lett. 18 (1965) 47
- (BowZ 69) J. D. Bowman, F. C. Zawislak and E. N. Kaufmann
Phys. Lett. 29B (1969) 226
- (BraG 73) N. Bräuer, A. Goldmann, J. Hadijuana, M. von Hartrott,
K. Nishiyama, D. Quitman, D. Riegel, W. Zeitz and H. Schweickert
NucI. Phys. A206 (1973) 452
- (Che 69) M. Chemtob
NucI. Phys. A123 (1969) 449
- (ChrM 68) J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel, D. Riegel,
G. Weyer and W. Witthuhn
Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 554
- (ChrM 70) J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel, D. Riegel,
G. Schatz, G. Weyer and W. Witthuhn
Phys. Rev. C1 (1970) 613
- (Dra 67) L. E. Drain
Met. Rev. 12 (1967) 195
- (E11L 57) I. P. Elliott and A. M. Lane
Handbuch der Physik, Band 39, Springer (1957) Berlin

- (EwaG 72) G. M. Ewart, W. J. Gerace and J. F. Walker
Nuc1. Phys. A191 (1972) 596
- (Fab 67) T. E. Faber
Advan. Phys. 16 (1967) 637
- (FeiJ 69) F. D. Feiock and W. R. Johnson
Phys. Rev. 187 (1969) 39
- (FlyS 59) C. P. Flynn and E. F. W. Seymour
Proc. Phys. Soc. 73 (1959) 945
- (ForH 72) C. J. Ford, J. Heighway and E. F. W. Seymour
J. Phys. F: Metal Phys. 2 (1972) 373
- (GreS 69) A. M. Green and T. R. Sundius
Comm. Phys. Math. 36 (1969) 59
- (Hal 69) N. C. Halder
Phys. Rev. 177 (1969) 471
- (HeiS 69) J. Heighway and E. F. W. Seymour
Phys. Lett. 29A (1969) 282
- (HeiS 71) J. Heighway and E. F. W. Seymour
Phys. kondens. Materie 13 (1971) 1
- (HeuI 74) P. Heubes, H. Ingwersen, H. G. Johann, W. Klinger,
W. Loeffler and G. Schatz
Nuclear Physics im Druck
- (HyuA 73) H. Hyuga and A. Arima
Proc. Int. Conf. on Nuc1. Moments and Nuc1. Structure,
Osaka, 1972
J. Phys. Soc. (Jap.) Suppl. 34 (1973) 538
- (KhaH 73) F. C. Khanna and O. Häusser
Phys. Lett. 45B (1973) 12

- (Lin 65) I. Lindgren
Arkiv Fysik 29 (1965) 553
- (Loe 72) W. Loeffler
Diplomarbeit, Phys. Inst. Erlangen (1972)
- (Mail 71a) K. H. Maier, J. R. Leigh, F. Pühlhofer and R. M. Diamond
Phys. Lett. 35B (1971) 401
- (Mail 71b) K. H. Maier, J. R. Leigh, F. Pühlhofer and R. M. Diamond
Suppl. J. de Physique 32 (1971) C6 - 221
- (MavZ 66) H. A. Mavromatis, L. Zamick and G. E. Brown
Nucl. Phys. 80 (1966) 545
- (MavZ 67) H. A. Mavromatis and L. Zamick
Nucl. Phys. A104 (1967) 17
- (Miy 51) H. Miyazawa
Progr. Theor. Phys. 6 (1951) 801
- (MouS 67) D. J. Moulson and E. F. W. Seymour
Advan. Phys. 16 (1967) 449
- (Nag 72) S. Nagamiya
Scientific Papers of the Inst. of Physic.
and Chemic. Research 66 (1972) 39
- (Nag 73a) S. Nagamiya
Phys. Lett. 45B (1973) 15
- (Nag 73b) S. Nagamiya
Proc. Int. Conf. on Nucl. Moments and Nucl. Structure,
Osaka, 1972
J. Phys. Soc. (Jap.) Suppl. 34 (1973) 230
- (Nag 74) S. Nagamiya
Nucl. Instr. and Meth. 114 (1974) 349

- (NagY 73) S. Nagamiya, Y. Yamazaki, O. Hashimoto, T. Nomura,
K. Nakai and T. Yamazaki
Nucl. Phys. A211 (1973) 381
- (NBS 71) Courtesy of the Alloy Data Center, NBS, Edition Oktober 1971
- (NoyA 58) H. Noya, A. Arima and H. Horie
Progr. Theor. Phys. Suppl. 8 (1958) 33
- (RahS 71) D. L. Rahakrishna Setty and B. D. Mungurwadi
Phys. Lett. 35A (1971) 11
- (RecY 73) E. Recknagel, Y. Yamazaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya
and K. Nakai
Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., München 1973, S. 268
- (RigF 67) D. A. Rigney and C. P. Flynn
Phil. Mag. 15 (1967) 1213
- (Sch 37) T. Schmidt
Z. f. Phys. 106 (1937) 358
- (SchT 73) F. J. Schroeder and H. Toschinski
Proc. Int. Conf. on Nucl. Moments and Nucl. Structure
Osaka, 1972
J. Phys. Soc. (Jap.) Suppl. 34 (1973) 271
- (Sha 51) A. de Shalit
Helv. Phys. Acta 24 (1951) 296
- (WahB 69) S. Wahlborn and J. Blomquist
Nucl. Phys. A133 (1969) 50
- (War 72) W. W. Warren, jr.
Phys. Rev. B6 (1972) 2522
- (With 74) W. Witthuhn, O. Häusser, D. B. Fossan, A. B. McDonald
and A. Olin
Nuclear Physics im Druck

- (Yam 67) T. Yamazaki
in Nucl. Data Sec. A (1967) Vol. 3.1
- (Yam 73) T. Yamazaki
Proc. Int. Conf. on Nucl. Moments and Nucl. Structure
Osaka, 1972
J. Phys. Soc. (Jap.) Suppl. 34 (1973) 17
- (YamH 73) Y. Yamazaki, O. Hashimoto, H. Ikezoe, S. Nagamiya,
K. Nakai and T. Yamazaki
Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., München 1973, S. 266
- (YamN 70a) T. Yamazaki, T. Nomura, U. Katou, T. Inamura, A. Hashizume
and Y. Tendou
Phys. Lett. 24 (1970) 317
- (YamN 70b) T. Yamazaki, T. Nomura, S. Nagamiya and T. Katou
Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 547
- (ZieP 68) J. F. Ziegler and G. A. Peterson
Phys. Rev. 165 (1968) 1337

Anhang

A Zeitlich differentielle Spinrotationsspektren im Falle verzögerter Bevölkering des isomeren Niveaus durch ein darüberliegendes Isomer

In der vorliegenden Arbeit hat es sich als notwendig erwiesen, bei der zeitlich differentiellen Messung des magnetischen Momentes des $21/2^-$ Niveaus im ^{211}At den Einfluß der indirekten Bevölkering durch den darüberliegenden $29/2^+$ Zustand etwa gleicher Lebensdauer zu berücksichtigen. Ähnliche Verhältnisse können speziell bei Kernen vorliegen, bei denen innerhalb eines Spinmultipletts, das durch die verschiedene Kopplung mehrerer Einteilchenzustände entsteht, einige isomere Niveaus mit vergleichbarer Halbwertszeit auftreten. Im Hinblick auf zukünftige Messungen an solchen Hochspinisomeren, die durch (α, xn) bzw. (HI, xn) Reaktionen in zunehmendem Maße zugänglich sein werden, erscheint es sinnvoll, die durchgeführten Rechnungen zur Korrektur der Spinrotationszeitspektren anzugeben.

Die Intensitätsmodulation der von einem isomeren Niveau 2 (Abb. A.1) ausgehenden γ_2 -Strahlung wird durch Gl. (3) nur unter der Voraussetzung beschrieben, daß das Niveau 2 in Zeitabschnitten bevölkert wird, die kurz sind gegen die Lebensdauer τ_2 . Geht ein Teil der Bevölkering über ein Niveau 1, dessen mittlere Lebensdauer τ_1 vergleichbar ist mit τ_2 , so weist zum einen die zeitliche Abnahme der γ_2 -Intensität keinen einfachen exponentiellen Verlauf mehr auf und es ergibt sich zum anderen im Falle unterschiedlicher Wechselwirkungsfrequenzen $\omega_i \sim g_i H$ ($i = 1, 2$) eine veränderte Modulationsfrequenz gegenüber der, die im Falle direkter Bevölkering auftritt.

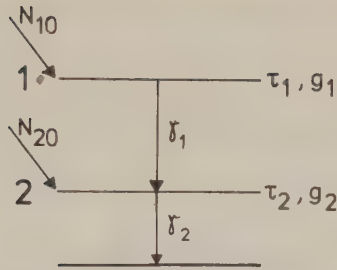


Abb. A.1 Kernniveauschema

Es seien mit $N_2(t)$ diejenigen Kerne bezeichnet, deren Niveau 2 direkt angeregt wurde, und mit $N_1(t)$ diejenigen Kerne, die nach dem Zerfall aus dem Niveau 1 indirekt in das Niveau 2 gelangten. Halbklassisch gesehen präzedieren die Spins der Kerne im Ensemble $N_2(t)$ seit dem gemeinsamen Anregungszeitpunkt ($t=0$) mit der Frequenz ω_2 um die Achse des äußeren Magnetfeldes. Die von diesen Kernen beim Zerfall ausgesandte γ_2 -Strahlung hat die folgende unter einem Winkel θ beobachtbare zeitliche Intensitätsverteilung (vgl. Gl. (3))

$$I^{\text{dir}}(t) = \frac{C N_{20}}{\tau_2} \exp(-t/\tau_2) \sum_{k \text{ gerade}} b_k \cos k(\omega_2 t - \theta) \quad (\text{A.1})$$

Hier ist N_{20} die Anzahl der Kerne, deren Niveau 2 zum Zeitpunkt $t=0$ direkt angeregt wurde. Der Faktor C berücksichtigt die Photoansprechwahrscheinlichkeit und den eingenommenen Raumwinkel des γ -Detektors.

Demgegenüber haben die Spins der Kerne des Ensembles $N_1(t)$ bis zu ihrem Zerfall in das Niveau 2 zur Zeit t_V die Wechselwirkungsfrequenzen ω_1 erfahren, ehe sie mit der Frequenz ω_2 weiterpräzedieren. Man erhält die zeitliche Intensitätsverteilung der γ_2 -Strahlung, die nach dem Zerfall der Kerne des Ensembles $N_1(t)$ auftritt, durch Integration über die Zeit t_V , bei der die Kerne von Niveau 1 in das Niveau 2 übergegangen sind. Dieser mit dem Index "ind" (nichtdirekte Bevölkerung) versehene Anteil der γ_2 -Strahlung wird dann beschrieben durch

$$I^{\text{ind}}(t) = \frac{C N_{10}}{\tau_1 \tau_2} \int_0^t \exp\left(-\frac{t_V}{\tau_1}\right) \exp\left(-\frac{(t-t_V)}{\tau_2}\right) \sum_{k \text{ gerade}} b_k \cos k(\omega_1 t_V - \theta + \omega_2(t-t_V)) dt_V$$

$$= \frac{C N_{10}}{\tau_2 - \tau_1} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sum_{k \text{ gerade}} b_k \cos k \phi_k \cos k(\omega_2 t - \theta + \phi_k) \right. \\ \left. - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \sum_{k \text{ gerade}} b_k \cos k \phi_k \cos k(\omega_1 t - \theta + \phi_k) \right] \quad (\text{A.2})$$

$$\text{mit } \phi_k = \frac{1}{k} \arctan \left(\frac{k(\omega_1 - \omega_2) \tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \right)$$

N_{10} ist hier entsprechend die Anzahl der Kerne, deren Niveau 1 zur Zeit $t=0$ angeregt wurde.

Im vorliegenden Experiment lag die Pulswiederholzeit T_0 in der Größenordnung der Lebensdauern τ_1 , τ_2 . Deshalb muß in den Gleichungen (A.1) und (A.2) die aus der Stroboskopie bekannte Summation (ChrM 68, ChrM 70) durchgeführt werden. Die aus der direkten bzw. indirekten Bevölkerung resultierenden Intensitätsanteile ergeben sich dann zu

$$I^{\text{dir}}(t) = \frac{C N_{20}}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sum_{k \text{ gerade}} w_k^2 b_k \cos(\omega_2 t - \theta + \Omega_k^2) \quad (\text{A.3})$$

und

$$I^{\text{ind}}(t) = \frac{C N_{10}}{\tau_2 - \tau_1} \sum_{i=1,2} (-1)^i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \sum_{k \text{ gerade}} w_k^i b_k \cos(\phi_k) \cos(\omega_i t - \theta + \phi_k + \Omega_k^i) \quad (\text{A.4})$$

mit

$$w_k^i = -\frac{1}{k} \arctan\left(\frac{\exp\left(-\frac{T_0}{\tau_i}\right) \sin k \omega_i T_0}{1 - \exp\left(-\frac{T_0}{\tau_i}\right) \cos k \omega_i T_0}\right)$$

$$\Omega_k^i = \left(1 - 2 \exp\left(-\frac{T_0}{\tau_i}\right) \cos k \omega_i T_0 + \exp\left(-\frac{2T_0}{\tau_i}\right)\right)^{-1/2}$$

Die experimentell unter einem Winkel θ relativ zur Strahlachse beobachtbare Zählrate der γ_2 Strahlung setzt sich aus beiden Anteilen zusammen

$$I(\theta, t, H) = I^{\text{dir}}(\theta, t, H) + I^{\text{ind}}(\theta, t, H) \quad (\text{A.5})$$

Als einzige Näherung wurden hier in den Ausdrücken für den direkten und indirekten Anteil der Intensitätsverteilung die gleichen Anisotropiekoeffizienten b_k verwendet. Damit wird vorausgesetzt, daß das durch die Kernreaktion erzeugte Alignment beim γ_1 -Übergang vollständig erhalten bleibt. Im Falle des ^{211}At ist diese Annahme zulässig, weil - wie in Abschnitt 4 erwähnt - gestreckte γ -Übergänge zwischen Zuständen mit hohem Spin das Kernalignment nur unwesentlich abschwächen. In entsprechenden Fällen kann man jedoch die Abnahme des Alignments im Laufe einer γ -Zerfallskaskade der Literatur entnehmen (Yam 67).

Zur Bestimmung der Kernlarmorpräzession wird in einem Experiment mit zwei γ -Detektoren aus den Zählraten gewöhnlich ein Quotient entsprechend Gl. (4) gebildet. Zur Vereinfachung wird angenommen, daß nur Terme mit $k \leq 2$ auftreten:

$$\begin{aligned}
 R(t) = & \frac{b_2}{\frac{\exp(-\frac{t}{\tau_2})}{\tau_2(1-\exp(-\frac{t_0}{\tau_2}))} + \frac{B}{\tau_2 - \tau_1} \left(\frac{\exp(-\frac{t}{\tau_2})}{1-\exp(-\frac{t_0}{\tau_2})} - \frac{\exp(-\frac{t}{\tau_1})}{1-\exp(-\frac{t_0}{\tau_1})} \right)} \times \\
 & \times \left[\frac{w_2^2}{\tau_2^2} \exp(-\frac{t}{\tau_2}) \cos 2(\omega_2 t - \theta + \Omega_k^2) \right. \\
 & + \frac{B}{\tau_2 - \tau_1} \cos 2\phi_2 \left(\frac{w_2^2}{\tau_2^2} \exp(-\frac{t}{\tau_2}) \cos 2(\omega_2 t - \theta + \phi_2 + \Omega_2^2) \right. \\
 & \left. \left. - \frac{w_1^2}{\tau_1^2} \exp(-\frac{t}{\tau_1}) \cos 2(\omega_1 t - \theta + \phi_2 + \Omega_2^1) \right) \right]
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

Setzt man $B = \frac{N_{10}}{N_{20}}$, das Aktivierungsverhältnis der beiden isomeren Niveaus, gleich Null, so geht Gl. (A.6) über in Gl. (5).

B Zeitlich differentielle Spinrotationsspektren im Falle untrennbarer Energien der γ -Zerfallsstrahlungen zweier isomerer Niveaus

Der Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment eines isomeren Niveaus 2 und der Intensitätsmodulation der zugehörigen γ_2 -Strahlung wird dann nicht mehr durch Gl. (3) und (5) wiedergegeben, wenn im selben Kern ein weiteres Isomer 1 existiert, in dessen γ -Zerfallskaskade ein γ_1 -Übergang mit vergleichbarer Energie vorkommt: $E_{\gamma_1} \approx E_{\gamma_2}$ (vgl. Abb. B.1).

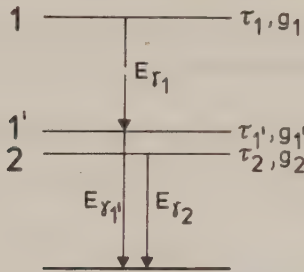


Abb. B.1 Kernniveauschema

In dem in Abb. B.1 skizzierten Termschema läßt sich der g-Faktor g_1 des Niveaus 1 aus dem Zeitspektrum der $\gamma_{1'}$ -Strahlung bestimmen, wenn deren Energie $E_{\gamma_1'}$ sich genügend von $E_{\gamma_1} \approx E_{\gamma_2}$ unterscheidet und die Lebensdauer $\tau_{1'}$ klein gegen τ_1 ist. Unter diesen Voraussetzungen kann dann auch der g-Faktor g_2 des Niveaus 2 aus dem Zeitspektrum ermittelt werden,

das aus der Summe der γ_1 und γ_2 -Strahlungen resultiert. Man hat dazu zusätzlich zur Intensitätsverteilung der γ_2 -Strahlung $I_{\gamma_2}(t)$ (Gl. A.3) noch die der γ_1 -Strahlung hinzuzunehmen:

$$I_{\gamma_1}(t) = I_{10} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sum_{k \text{ gerade}} W_k^1 b_k^1 \cos k(\omega_1 t - \theta + \Omega_k^1) \quad (\text{B.1})$$

Die Pulswiederholzeit T_0 wird durch die Größen W_k^1 und Ω_k^1 (vgl. Anhang A) bereits berücksichtigt. Die Anfangsintensitäten der γ_i -Strahlungen ($i=1,2$) hängen über $I_{i0} = \frac{C N_{i0}}{\tau_i}$ ($i=1,2$) mit den in Anhang A benutzten Gleichungen zusammen. Es muß hier außerdem berücksichtigt werden, daß die beiden - Strahlungen verschiedene Anisotropiekoeffizienten b_k^i ($i=1,2$) haben.

Bildet man entsprechend Gl. (4) den Quotienten aus den unter den Winkeln θ und $\theta + 90^\circ$ beobachteten Zählraten, so ergibt sich ($k \leq 2$)

$$\begin{aligned} R(t) = & \frac{b_2^2}{\frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)}{\tau_2(1-\exp\left(-\frac{T_0}{\tau_2}\right))} + \frac{B \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)}{\tau_1(1-\exp\left(-\frac{T_0}{\tau_1}\right))}} \times \\ & \times \left[\frac{W_2^2}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \cos 2(\omega_2 t - \theta + \Omega_2^2) \right. \\ & \left. + \frac{B W_2^1}{\tau_1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \cos 2(\omega_1 t - \theta + \Omega_2^1) \right] \quad (\text{B.2}) \end{aligned}$$

In dieser Gleichung gibt $B = \frac{I_{10}}{I_{20}}$ das Verhältnis der Anfangsintensitäten an und $V = \frac{b_1}{b_2}$ das Verhältnis der Anisotropiekoeffizienten.

Diese Beziehung läßt sich auf den Spezialfall anwenden, daß der γ_2 -Linie ein Teil des Comptonuntergrundes der γ_1 -Strahlung ($E_{\gamma_1} \gg E_{\gamma_2}$) unterlegt ist. In diesem Falle ist das Intensitätsverhältnis entsprechend zu ändern.

Auf Anregung von Herrn Prof. Dr. J. Christiansen und Herrn Prof. Dr. B. Zeitnitz wurden die Messungen dieser Arbeit am Zyklotron der Staatsuniversität Hamburg durchgeführt. Herrn Dr. R. Langkau und den Operateuren des Zyklotrons sei an dieser Stelle für ihre tatkräftige Unterstützung gedankt.

Für die gute Zusammenarbeit bei den Messungen bedanke ich mich bei den Herren Dr. W. Klinger, Dr. G. Schatz und Dr. W. Witthuhn aus Erlangen und den Herren Dr. W. Fitz und Dr. R. Maschuw aus Hamburg. Herrn Prof. Dr. J. Christiansen möchte ich herzlich für seine Unterstützung und für seine Anregungen zu dieser Arbeit danken. Mein sehr herzlicher Dank gilt den Herren Dr. W. Klinger, Dr. G. Schatz und Dr. W. Witthuhn, die durch viele Diskussionen zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

Hartwig Ingwersen

- 8.8.1945 Geburt in Niebüll, Nordfriesl.
 Eltern: Broder Ingwersen, Landwirt
 Susanne Ingwersen, geb. Aulig
- 1951 - 1957 Volksschule in Achtrup, Nordfriesl.
- 1957 - 1961 Mittelschule in Leck (Aufbauzug)
- 1961 - 1962 Schulbesuch wegen Krankheit unterbrochen
- 1962 - 1966 Friedrich-Paulsen-Schule, Niebüll (Ländl. Oberschule)
- März 1966 Abitur
- 1966 - 1969 Physikstudium an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel
- 1969 - 1971 Physikstudium an der Friedrich-Alexander-Universität
 Erlangen
- 1970 Heirat mit Heike Witzer
- 1971 Tochter Kerstin
- Okt. 1971 Diplomexamen mit der Arbeit "Messung der Anregungsfunktion
 der Reaktion $^{88}\text{Sr}(p,n)^{88}\text{Y}$ und der Lebensdauer des $1^+ -$
 392.9 keV Niveaus im ^{88}Y "
- 1.11.1971 - Wissenschaftlicher Angestellter am 1. Physikalischen
30.5.1972 Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen
- seit 1.6.72 Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen
 Assistenten am 1. Physikalischen Institut der Friedrich-
 Alexander-Universität Erlangen

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990